



# Impact de l'aérosol sur le cycle de vie des nuages de couche limite

Irina Sandu

## ► To cite this version:

Irina Sandu. Impact de l'aérosol sur le cycle de vie des nuages de couche limite. Océan, Atmosphère. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2008. Français. NNT : . tel-00256285

**HAL Id: tel-00256285**

**<https://theses.hal.science/tel-00256285>**

Submitted on 15 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**UNIVERSITÉ DE TOULOUSE III - PAUL SABATIER**  
**U.F.R. PCA**

**THÈSE**

en vue de l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**  
délivré par l'Université Toulouse III - Paul Sabatier

**Discipline : Physique de l'Atmosphère**

présentée et soutenue

par

**Irina SANDU**

le 8 novembre 2007

**Titre :**

**IMPACT DE L'AÉROSOL SUR LE CYCLE DE VIE  
DES NUAGES DE COUCHE LIMITE**

**Directeur de thèse :**

**Jean-Louis BRENGUIER**

**JURY**

M. Serge CHAUZY  
M. Cyrille FLAMANT  
M. Frédéric HOURDIN  
M. Pier SIEBESMA  
M. Stephan de ROODE  
M. Jean-Pierre PINTY  
M. Valery MASSON  
M. Jean-Louis BRENGUIER

Président  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Examineur  
Examineur  
Directeur de thèse



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier la direction du Centre National de Recherches Météorologiques de Météo-France de m'avoir fait confiance et de m'avoir accordé une bourse EGIDE qui m'a permis d'effectuer cette thèse de doctorat au sein de l'équipe MNPCA, dans le Groupe de Météorologie Expérimentale et Instrumentale.

Ces trois années de thèse furent une expérience inoubliable, parsemée d'innombrables discussions scientifiques intéressantes, mais parsemée aussi d'inévitables moments difficiles. Cette aventure n'aurait pas été possible sans le soutien et la confiance de ce ceux m'ont accueilli au CNRM. Je pense en particulier à Jean-Louis Brenguier, mon directeur de thèse, à qui je dois tant de choses que je risquerais d'en oublier si j'essayais de les énumérer. Je tiens à le remercier chaleureusement d'avoir su me transmettre son enthousiasme et sa rigueur scientifique, ainsi que de m'avoir accompagnée vers le métier de chercheur. Surtout, merci Jean-Louis pour m'avoir toujours fait confiance : cela m'a appris à devenir de plus en plus indépendante.

Ma venue à Météo-France n'aurait jamais eu lieu sans Joël Poitevin et Christine Lac. C'est à eux que je dois cette belle opportunité d'avoir fait ma thèse dans un centre de recherche de haut niveau, au milieu de tant de gens d'exception. Joël m'a généreusement proposé les premiers stages au sein de son équipe alors que j'étais étudiante, pour me faciliter plus tard l'obtention d'une bourse de thèse. Merci Joël pour m'avoir offert cette chance ! Christine a été toujours présente, que ça soit en tant qu'encadrante lors de mes premiers stages, ou qu'aide précieuse pour les problèmes quotidiens liés à Mésos-NH. Un grand merci Christine : tu es devenue une précieuse amie lors de ces années !

Une des aides les plus précieuses dont j'ai pu bénéficier pendant ma thèse a été le soutien continu de Valéry Masson. Merci Valéry pour avoir partagé avec moi tes irremplaçables connaissances liées à la modélisation explicite ou aux caractéristiques de Mésos-NH, ainsi que pour tes critiques, toujours pertinentes.

Lors des deux dernières années, j'ai aussi eu la chance d'avoir Odile à mes côtés tous les jours ! Elle m'a toujours soutenu quand j'avais besoin d'aide, de conseils, ou .... de quelqu'un pour me remonter le moral. Merci infiniment pour tout Odile et surtout merci pour m'avoir appris ce que veut dire travailler en équipe !

Je tiens à remercier également toute l'équipe MNPCA pour son accueil sympathique et pour son continuel soutien. Plus particulièrement, je pense à Frédéric Burnet, qui a toujours pris patiemment le temps de répondre à mes innombrables questions. Je pense aussi à Fred Chosson, qui m'a initiée à l'univers des simulations des stratocumulus marin, et à Pierre qui a eu des remarques constructives. Enfin, je n'aurais pas pu faire ce travail sans de bons outils, et pour cela, ainsi que pour tout son soutien, je dois dire un grand merci à Olivier ! Une pensée reconnaissante également pour Thierry et pour l'équipe informatique, qui m'ont toujours gentiment aidée à surmonter les incontournables problèmes techniques.

Je veux également adresser ma gratitude ici aux membres de mon jury de thèse. Plus particulièrement, je veux remercier mes deux rapporteurs, Cyrille Flamant et Frederic Hourdin, dont les commentaires m'ont été très utiles pour améliorer la qualité de ce manuscrit, ainsi que Pier Siebesma et Stephan de Roode qui n'ont pas hésité à faire un long voyage pour participer à la soutenance. Je remercie également M. Chauzy, d'avoir accepté de présider cette soutenance, et Jean-Pierre Pinty, autant pour sa participation au jury, que pour ses conseils précieux lors de ces années. Même si la distance a fait qu'il ne puisse pas participer à la soutenance, je tiens

à exprimer toute ma reconnaissance à Bjorn Stevens. Ses conseils et ses remarques m'ont été extrêmement utiles, aussi bien pour l'analyse des simulations que pour la mise en valeur de ce travail. A big thanks for all your time and support Bjorn!

Une pensée enfin pour ceux qui ont été à mes cotés pendant ces années : Anna, qui a réussi à me soutenir constamment malgré l'océan qui nous sépare depuis quelques temps ; le groupe 'escalade' qui a méticuleusement entraîné Seb à faire des 8a alors que je simulais mes stratocumulus ; ma petite famille savoyarde ; et bien sur, mes parents ainsi que ma sœur qui ont bravement supporté mon stress et m'ont soutenue pendant mes études ! Enfin, un énorme merci à Seb, le seul qui a réussi m'apprendre à vivre en dehors du travail !

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>Couche limite marine nuageuse : état de l’art</b>	<b>15</b>
2.1	Bases théoriques . . . . .	16
2.1.1	Constituants . . . . .	17
2.1.2	Variables thermodynamiques conservatives . . . . .	18
2.1.3	Energétique de la couche limite . . . . .	19
2.1.4	Principaux processus physiques . . . . .	22
2.1.5	Les flux d’énergie aux interfaces . . . . .	27
2.1.6	La couche limite parfaitement mélangée . . . . .	33
2.1.7	Ecarts à la couche limite parfaitement mélangée : découplage . . . . .	33
2.2	Couche limite réelle . . . . .	38
2.2.1	Structure thermodynamique . . . . .	38
2.2.2	Bilan de l’énergie cinétique turbulente . . . . .	40
2.2.3	Le cycle diurne . . . . .	43
2.3	Simulations numériques de l’effet indirect de l’aérosol . . . . .	48
2.4	Conclusions : objectifs et méthode de travail de l’étude . . . . .	49
<b>3</b>	<b>Utilisation de la technique LES</b>	<b>51</b>
3.1	Généralités sur les modèles LES . . . . .	52
3.1.1	Représentation de la turbulence . . . . .	52
3.1.2	Représentation de la microphysique . . . . .	54
3.1.3	Représentation du transfert radiatif . . . . .	56
3.2	Le modèle Méso-NH en mode LES . . . . .	56
3.2.1	Schéma de turbulence . . . . .	57
3.2.2	Schéma d’advection . . . . .	59
3.2.3	Schéma microphysique . . . . .	59
3.2.4	Code de transfert radiatif . . . . .	63
3.2.5	Une nouvelle paramétrisation pour l’albédo de diffusion simple . . . . .	65
<b>4</b>	<b>Validation du modèle LES</b>	<b>69</b>
4.1	Cas d’étude : le cycle diurne observé pendant FIRE I . . . . .	69
4.2	Tests de sensibilité . . . . .	71
4.2.1	L’albédo de diffusion simple . . . . .	71
4.2.2	L’émissivité du nuage . . . . .	73

4.2.3	Le schéma d'advection . . . . .	74
4.3	Comparaison avec les observations . . . . .	76
4.4	Conclusions . . . . .	79
<b>5</b>	<b>Impact de l'aérosol sur le cycle diurne</b>	<b>81</b>
5.1	Simulations . . . . .	82
5.1.1	Initialisation . . . . .	82
5.1.2	Résultats . . . . .	84
5.2	Discussion . . . . .	85
5.2.1	Impact sur les processus . . . . .	85
5.2.2	Le couplage avec le cycle diurne . . . . .	92
5.3	Influence des conditions de grande échelle . . . . .	99
5.3.1	Les forçages de grande échelle . . . . .	99
5.3.2	Évolution des nuages précipitants . . . . .	100
5.3.3	Évolution des nuages pollués . . . . .	102
5.3.4	Impact de l'aérosol sur le cycle diurne : sensibilité aux forçages de grande échelle . . . . .	105
5.4	Conclusions . . . . .	106
<b>6</b>	<b>Approche intégrale du cycle diurne de la couche limite nuageuse</b>	<b>109</b>
6.1	Modèle de couche limite parfaitement mélangée . . . . .	110
6.1.1	Introduction et méthodologie . . . . .	110
6.1.2	Ecart de la simulation tri-dimensionnelle par rapport au MLM . . . . .	111
6.2	Le découplage dans la couche limite . . . . .	114
6.2.1	Introduction et méthodologie . . . . .	114
6.2.2	Les flux aux interfaces . . . . .	116
6.2.3	La période de nuit 3-6 HL . . . . .	116
6.2.4	La période de jour 9-12 HL . . . . .	119
6.2.5	Critère de découplage . . . . .	120
6.3	Conclusions . . . . .	122
<b>7</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>125</b>
7.1	Conclusions générales . . . . .	125
7.2	Perspectives . . . . .	127
	<b>Annexes</b>	<b>131</b>
<b>A</b>	<b>Article sur la paramétrisation de l'albédo de diffusion simple</b>	<b>131</b>
<b>B</b>	<b>Test de sensibilité à la taille du domaine de simulation</b>	<b>137</b>
<b>C</b>	<b>Test de sensibilité au moment du changement de la CDNC</b>	<b>141</b>
<b>D</b>	<b>Article sur l'impact de l'aérosol sur le cycle diurne des stratocumulus marins</b>	<b>145</b>
	<b>Références Bibliographiques</b>	<b>167</b>

# Résumé

L'aérosol anthropique a un impact significatif, aussi bien sur les propriétés optiques des nuages, que sur la formation des précipitations. Ces particules peuvent affecter le cycle de vie des nuages de couche limite et modifier par conséquent le bilan radiatif planétaire. Il est toutefois difficile d'estimer ces impacts à partir des observations. En effet, différents types d'aérosol correspondent en général à des masses d'air d'origines différentes, celles-ci n'étant pas caractérisées par les mêmes profils d'humidité et de stabilité thermique. A l'heure actuelle, les mesures d'humidité relative et de température ne sont pas suffisamment précises pour permettre de faire la différence entre les variations de l'albédo induites par l'aérosol et celles qui résultent de la variabilité naturelle des paramètres thermodynamiques du système.

Ces interactions entre l'aérosol et la dynamique des systèmes nuageux de couche limite (typiquement les stratocumulus marins) ont été par conséquent examinées à l'aide des modèles numériques à résolution fine (LES). L'avantage de ces modèles est qu'ils contiennent des paramétrisations détaillées de la turbulence, du transfert radiatif, des flux de surface, de l'activation, de la croissance par condensation, de la collection et de la sédimentation des gouttelettes de nuage, ainsi que de la précipitation. Les résultats des récentes études LES de ce type sont cependant contradictoires. Ainsi, il apparaît que selon les forçages de grande échelle, l'augmentation de la concentration de gouttelettes, associée à une augmentation de la concentration d'aérosol, peut mener soit à une augmentation, soit à une diminution du contenu en eau condensée intégré (LWP). Toutefois, ces études étaient focalisées sur des périodes relativement courtes, nocturnes ou diurnes. Dans cette étude, nous examinons les impacts de l'aérosol sur la dynamique de la couche limite dans le contexte de son cycle diurne, à l'aide de simulations LES de 36 heures de nuages stratocumulus marins purs ou pollués. Nous nous intéressons ainsi, pour la première fois, au couplage entre les impacts de l'aérosol et le cycle diurne. Ces simulations corroborent en partie les résultats des études précédentes, montrant que les changements du LWP induits par l'aérosol lors de périodes nocturnes dépendent des forçages de grande échelle, via l'intensification de l'entraînement turbulent au sommet du nuage. Ainsi, le LWP peut diminuer si l'air troposphérique entraîné dans la couche limite est suffisamment sec. Par contre, lors de la journée, le renforcement de l'entraînement turbulent, l'absence de l'évaporation de la bruine sous la base du nuage et la réduction du flux de chaleur sensible à la surface mène à un découplage plus marqué de la couche limite, ce qui amplifie significativement la réduction du LWP des nuages pollués. Tandis que la nuit, le signe de la différence de LWP entre les nuages purs et les nuages pollués dépend des forçages de grande échelle, pendant le jour, les nuages pollués contiennent toujours moins d'eau que les nuages purs.

Partant d'un même état, les deux simulations, pure et polluée, divergent rapidement. Nous avons montré comment l'aérosol, en modifiant la production de précipitation dans le nuage, peut affecter les flux d'énergie aux interfaces inférieure et supérieure de la couche limite. Cet impact résulte principalement des couplages entre les processus diabatiques associés au transport vertical de l'eau condensée par la précipitation et les flux radiatifs dans la couche limite.

Les conclusions de nos simulations sont utilisées pour suggérer comment les campagnes d'observation pourraient être conçues pour valider expérimentalement les résultats des études LES. Il est également montré comment ces simulations pourront être utilisées pour valider les modèles plus simples (0D ou 1D) et évaluer leur capacité à reproduire les principales caractéristiques de l'effet indirect de l'aérosol.



# Abstract

Anthropogenic aerosols may have a noticeable impact on cloud radiative properties and on precipitation efficiency. They are therefore likely to also significantly affect the life cycle of boundary layer clouds and hence impact the earth radiation budget. It is however difficult to document such impacts from observations. Indeed, different aerosol types generally correspond to different air masses, hence to different vertical profiles of moisture and stability. Yet, the accuracy of temperature and humidity measurements is not sufficient to distinguish cloud albedo variations caused by aerosol changes from those caused by the thermodynamics modulations of the system.

These interactions between aerosols and the dynamics of boundary layer cloud systems (typically marine stratocumulus) have therefore been explored with high resolution numerical models (LES), that now include detailed parameterizations of turbulence, radiative transfer, surface fluxes, droplet activation, condensational growth, collection and sedimentation and drizzle precipitation. The results of such recent LES studies are however contradictory. Thus, it appears that, depending on the large scale forcings, an aerosol induced increase of the droplet concentration can lead to either an increase or a decrease of the liquid water path, hence contrasting with the cloud thickening that is expected from a reduction of the precipitation efficiency. These previous studies were however mainly focused on rather short periods, corresponding to either nocturnal or diurnal situations. In this study, the aerosol impacts on cloud microphysics are examined in the context of the boundary layer diurnal cycle, using 36 hours LES simulations of pristine and polluted marine stratocumulus clouds. We are focusing hence, for the first time, on the coupling between aerosol impacts and the diurnal cycle. These simulations corroborate previous findings that during night-time aerosol induced liquid water path changes are sensitive to the large scale forcings, via enhancement of cloud top entrainment, so that ultimately the liquid water path may be reduced when the free tropospheric entrained air is sufficiently dry. During the day however, enhanced entrainment, inhibition of drizzle evaporation below cloud base and reduced sensible heat flux from the surface lead to a more pronounced decoupling of the boundary layer, that significantly amplifies the liquid water path reduction of the polluted clouds. While at night, the sign of the liquid water path difference between pristine and polluted clouds depends upon large scale forcings, during the day, the liquid water path of polluted clouds is always smaller than the one of the pristine clouds.

The findings of our simulations are used to make some suggestions on how observational studies could be designed for validating LES studies of aerosol impacts on the dynamics on boundary layer clouds. It is also showed how these simulations can be used as a benchmark to test the ability of simpler models (0D or 1D) to reproduce the key features of the aerosol indirect effect on the life cycle of boundary layer clouds.

# Chapitre 1

## Introduction

Pour appréhender les phénomènes climatiques, on peut concevoir la Terre comme un système global à l'équilibre, *i.e.* un système dont le flux énergétique entrant est égal au flux sortant. Le climat représente l'ensemble des phénomènes par lesquels la Terre libère autant d'énergie qu'elle en a reçue du soleil, de sorte que la balance énergétique globale est équilibrée. Les principaux éléments du système climatique sont :

- *l'atmosphère* composée de vapeur d'eau, de gaz à effet de serre, d'aérosol, de nuages, ...
- *l'hydrosphère*, ensemble des océans, des rivières, des lacs, ...
- *la cryosphère* qui comporte les banquises, les glaciers, les calottes polaires, ...
- *les surfaces continentales* avec les réserves hydrologiques, la végétation, ...

Tout processus qui influence les flux d'énergie dans le système climatique et modifie la balance énergétique globale est une cause de changement climatique. Certains de ces processus sont naturels, comme les variations de l'orbite de la Terre, l'augmentation de l'activité solaire, les éruptions volcaniques, les changements dans la circulation des océans ou les changements dans la composition de l'atmosphère. Cependant, selon les climatologues, ces phénomènes naturels ne sont pas suffisants pour expliquer la rapide croissance de la température de surface du globe observée lors des dernières décennies. En effet, des études de l'évolution du climat ont montré que depuis l'avènement de l'ère industrielle, l'amplitude des oscillations de température est bien supérieure à ce que la Terre a jamais connu sur une période aussi courte. De plus, la température planétaire moyenne a tendance à augmenter brutalement.

Cette évolution récente du climat serait donc plutôt liée aux influences anthropiques. Ainsi, la corrélation entre l'augmentation de la température moyenne et la hausse de la concentration des gaz à effet de serre dans l'atmosphère depuis le début de l'ère industrielle est telle que la tentation est grande d'établir une relation de cause à effet. En effet, la variation des concentrations des gaz à effet de serre affecte la quantité d'énergie emmagasinée dans l'atmosphère et modifie la balance énergétique. Le forçage radiatif positif dû à l'augmentation de la quantité des gaz à effet de serre depuis le début de la période industrielle est estimé à  $2.43 \text{ W/m}^2$  (*Rapport IPCC, 2001*). Néanmoins, les gaz à effet de serre ne représentent pas la seule composante de l'atmosphère influencée par les activités humaines. La communauté scientifique considère que les particules d'aérosol auraient aussi un impact significatif sur le climat.

Les concentrations d'aérosol anthropique ont connu une augmentation importante depuis le début de l'ère industrielle, surtout dans les régions fortement urbanisées. Contrairement aux gaz à effet de serre qui ont pour seul effet un réchauffement du climat, l'aérosol peut modifier le bilan radiatif planétaire de différentes manières. Les particules d'aérosol ont tout d'abord un effet direct, induit par l'absorption et la diffusion du rayonnement solaire en ciel clair. Si

leur capacité d'absorption est moindre que leur capacité de réflexion, les particules d'aérosol conduisent à un refroidissement. Dans le cas contraire, la région où elles sont présentes emmagasine de l'énergie et se réchauffe. Les particules d'aérosol peuvent également modifier les propriétés optiques et le cycle de vie des nuages, en agissant comme noyaux de condensation nuageux (ou CCN, l'acronyme anglais pour Cloud Condensation Nuclei). Ce sont les effets indirects de l'aérosol. Un réchauffement ou un refroidissement peuvent ainsi se produire suivant la réponse des nuages à un changement des caractéristiques physico-chimiques de la population de CCN. Les effets de l'aérosol sont donc multiples et le forçage radiatif associé à ces particules dépend de leurs interactions complexes avec le rayonnement et les nuages. Le signe et l'amplitude de ce forçage restent ainsi une des principales sources d'incertitudes dans la prévision du changement climatique (IPCC, 2007).

Les interactions entre particules d'aérosol et nuages ont été largement étudiées à partir de la fin des années 50. Les premières études ont démontré la capacité de certaines particules d'aérosol à constituer des gouttelettes. Ainsi, *Gunn et Phillips* (1957); *Squires* (1958); *Squires et Twomey* (1961); *Warner* (1968); *Warner et Twomey* (1967) ont montré que des concentrations élevées de CCN provenant de sources anthropiques, telles que les émissions industrielles ou les feux de biomasse, pouvaient induire une augmentation de la concentration des gouttelettes nuageuses (ou CDNC, l'acronyme anglais pour Cloud Droplet Number Concentration) et ainsi modifier la stabilité colloïdale des nuages et réduire leur efficacité de précipitation. *Twomey* (1977) a également anticipé qu'une augmentation de CDNC, à contenu intégré en eau condensée (ou LWP, l'acronyme anglais pour Liquid Water Path) constant, devrait conduire à une augmentation de l'albédo du nuage. Cet effet est aujourd'hui désigné comme le premier effet indirect de l'aérosol. Néanmoins, plus de 20 ans ont été nécessaires pour vérifier cette hypothèse, en premier lieu par la détection sur les images satellite des traînées de bateaux (ou ship tracks) (*Coakley et al.*, 1987; *Radke et al.*, 1989; *King et al.*, 1993; *Ferek et al.*, 1998; *Durkee et al.*, 2000, 2001). Plus récemment, la validité de l'hypothèse de Twomey a également été démontrée à l'échelle d'un système nuageux formé dans des conditions polluées. Ce résultat a été obtenu à partir mesures aéroportées des grandeurs microphysiques et optiques du nuage, LWP, CDNC, et albédo (*Brenguier et al.*, 2000), ou en utilisant des systèmes de télédétection depuis le sol (*Feingold*, 2003). Enfin, *Boers et al.* (2006) et *Bennartz* (2007) ont utilisé récemment des mesures satellite des radiances nuageuses pour détecter une corrélation entre les variations saisonnières et latitudinales de l'albédo des nuages bas et les changements de la concentration des CCN et de CDNC.

Il est cependant difficile de quantifier le premier effet indirect par une approche expérimentale puisque l'albédo est plus sensible à une variation du LWP qu'aux changements de CDNC (*Boers et Mitchell*, 1994; *Brenguier et al.*, 2000). Or, le LWP est un paramètre extrêmement sensible aux conditions thermodynamiques. Il est donc difficile de dissocier les variations d'albédo dues aux effets de l'aérosol de sa variabilité naturelle liée aux fluctuations du LWP. De plus, il est probablement impossible d'observer séparément le premier effet indirect puisque les changements de CDNC affectent également la dynamique du nuage via des modifications du transfert radiatif et de l'efficacité des précipitations (*Gunn et Phillips*, 1957; *Albrecht*, 1989). Dans le contexte du changement climatique, l'attention de la communauté scientifique s'est donc portée vers ce que l'on appelle le deuxième effet indirect de l'aérosol. Cet effet dénote les changements de la dynamique des systèmes nuageux et de la fraction nuageuse, ainsi que les impacts sur le bilan radiatif planétaire et sur le cycle hydrologique, induits par l'aérosol anthropique.

Les nuages de couche limite, tels que les stratocumulus marins, sont des bons candidats pour l'étude du deuxième effet indirect pour plusieurs raisons :

- ils ont un important impact radiatif sur le bilan planétaire dû à leur forte occurrence (20

à 30 % de la surface des océans (*Warren et al.*, 1988) et à leur albédo qui dépasse d'un facteur 10 l'albédo de l'océan ;

- étant situés près de la surface, ils sont directement affectés par l'aérosol anthropique ;
- leur épaisseur optique est relativement faible par rapport à celle des nuages de convection profonde, et leur albédo est donc plus sensible aux modifications de l'épaisseur optique (la relation albédo/épaisseur optique est non-linéaire) ;
- le rayon des gouttelettes est plus fréquemment proche de la valeur de  $10\ \mu\text{m}$ , qui est considérée par *Tripoli et Cotton* (1980) comme une valeur seuil pour le déclenchement des précipitations. Une petite augmentation de la concentration de gouttelettes associée à une augmentation de la concentration des CCN, à LWP constant, peut être suffisante pour provoquer une diminution de la taille des gouttelettes nuageuses en dessous de ce seuil.

Les couches de stratocumulus se forment le plus souvent à l'ouest des continents, dans les régions où la subsidence de grande échelle produit une inversion thermique au sommet de la couche limite atmosphérique. Une caractéristique intéressante de ces nuages est leur variation diurne. Des nombreuses études, basées sur des modèles 1D simplifiés (*Nicholls*, 1984; *Bougeault*, 1985; *Turton et Nicholls*, 1987), sur des simulations 3D à résolution fine (*Duynderke et al.*, 2004) ou sur des campagnes expérimentales telles que FIRE-I-1987 (*Betts*, 1990; *Hignett*, 1991), ASTEX-1992 (*Ciesielski et al.*, 2001) et EPIC-2001 (*Bretherton et al.*, 2004), ont montré que l'épaisseur et le LWP des stratocumulus présentent une forte variabilité lors d'un cycle de 24 heures. Ce cycle diurne se manifeste par un épaississement de la couche nuageuse lors de la nuit et par un amincissement lors de la journée. Le processus clef contrôlant cette variation diurne est l'interaction nuage-rayonnement (*Nicholls*, 1984; *Ciesielski et al.*, 2001). Cependant, d'autres processus peuvent moduler l'amplitude du cycle diurne. Parmi eux, on peut noter les précipitations (*Paluch et Lenschow*, 1991; *Stevens et al.*, 1998; *Lu et Seinfeld*, 2005) et les mécanismes de rétroaction dynamique induits par les conditions météorologiques de grande échelle (*Bretherton et Wyant*, 1997; *Jiang et al.*, 2002; *Ackerman et al.*, 2004; *Lu et Seinfeld*, 2005). La couche limite marine nuageuse constitue donc un système fortement couplé, dont l'évolution est le résultat d'interactions complexes entre la dynamique, la microphysique et le rayonnement.

Néanmoins, l'étude expérimentale du deuxième effet indirect de l'aérosol se heurte à des obstacles majeurs, parce que deux masses d'air caractérisées par des propriétés différentes de l'aérosol, donc par des valeurs différentes de CDNC, ont nécessairement suivi des trajectoires différentes. Ainsi, elles n'ont pas été influencées par les mêmes forçages à grande échelle et leurs évolutions ne sont pas comparables. De plus, les mesures des forçages à grande échelle ne sont pas suffisamment précises à l'heure actuelle pour prédire exactement quel devrait être le LWP d'un nuage. Pour illustrer ce point, considérons une couche limite qui contient un nuage de 100m d'épaisseur et qui se trouve à une température de  $20^\circ\text{C}$  à la base du nuage. Le contenu en eau totale (vapeur + eau condensée) est d'environ  $20\ \text{g/m}^3$ , tandis que le contenu en eau condensée maximum au sommet du nuage est de seulement  $0.2\ \text{g/m}^3$ , soit 1/100 de la quantité totale. Alors, pour prédire les variations du contenu en eau nuageuse avec une précision relative de 1/10 il faudrait être capable de mesurer le contenu en eau totale avec une précision relative de 1/1000, et la température, qui détermine le rapport de mélange à saturation, avec une précision absolue de  $0.065^\circ\text{C}$ . On est là bien en deçà des performances actuelles des mesures aéroportées ou des radiosondages.

La campagne ACE2, lors de laquelle ont été observés 8 systèmes nuageux avec des valeurs de CDNC variant entre 50 et  $250\ \text{cm}^{-3}$ , illustre cette difficulté à mettre en évidence le deuxième effet indirect à partir d'observations. En effet, les nuages pollués étaient plus fins que les nuages des masses d'air marines pures (*Brenquier et al.*, 2003). Leur albédo était par conséquent inférieur à

celui des nuages non-pollués, même si la valeur de CDNC était plus élevée. Ce résultat pourrait être interprété comme une signature d'un effet indirect du deuxième ordre négatif. L'explication la plus pertinente est toutefois que les masses d'air polluées avaient traversé la péninsule Ibérique, étant donc soumises à des flux de chaleur latente plus faibles et des flux de chaleur sensible plus grands que les masses d'air marines pures, qui avaient survolé l'océan pendant une semaine avant d'arriver dans la région d'observation, au Nord des Iles Canaries.

Etant donnée la complexité des interactions qui contrôlent l'évolution des couches limite nuageuses et les difficultés à obtenir des mesures précises des paramètres physiques qui les caractérisent, une alternative pour l'étude du deuxième effet indirect est l'utilisation des modèles numériques à résolution fine. Ces modèles LES (l'acronyme anglais pour Large Eddy Simulations) disposent de paramétrisations sophistiquées de la dynamique du nuage, de la turbulence, du rayonnement et de la microphysique. Même si les conditions initiales ne peuvent pas être mesurées précisément, elles peuvent être ajustées pour reproduire la structure escomptée du champs nuageux. Il est alors supposé que si les forçages extérieurs sont maintenus constants lorsque les propriétés de l'aérosol sont modifiées, le modèle est capable de reproduire les interactions entre l'aérosol et les processus physiques qui contrôlent le cycle de vie du nuage.

La technique LES a été appliquée récemment dans plusieurs études pour évaluer le deuxième effet indirect (*Ackerman et al.*, 2003, 2004; *Lu et Seinfeld*, 2005). Néanmoins, les résultats sont contradictoires, ce qui ne fait que confirmer la complexité du problème. Ainsi, ces études montrent que la réponse du nuage à une augmentation de CDNC n'est pas nécessairement celle prédite par *Albrecht* (1989). Le LWP peut soit augmenter, soit diminuer, suivant les mécanismes de rétroaction dynamique engendrés par les interactions du rayonnement avec différents processus tels que les précipitations, la sédimentation des gouttelettes nuageuses ou l'entraînement turbulent au sommet du nuage. De plus, la réponse du LWP du nuage à la variation de CDNC peut être significativement influencée par les conditions météorologiques de grande échelle, comme l'humidité relative de l'atmosphère libre, la subsidence ou la température de l'océan. Ces résultats révèlent donc que le débat concernant les effets de l'aérosol sur le cycle de vie des nuages de couche limite est loin d'être clos.

Pourtant, il faut noter que le deuxième effet indirect a été paramétré dans les modèles de circulation générale utilisés pour les scénarios climatiques du 4<sup>ème</sup> Rapport de l'IPCC (*IPCC*, 2007). Ces modèles ne résolvent pas explicitement les interactions dynamique-microphysique-rayonnement qui ont lieu dans la couche limite. Par conséquent, l'impact de l'aérosol est paramétré à l'aide d'un schéma d'activation pronostique pour CDNC et d'un schéma d'autoconversion pour la formation des précipitations (Chapitre 4 du *IPCC* (2007)). Ainsi, une augmentation de la concentration des CCN détermine nécessairement une diminution du flux de précipitation et une augmentation du contenu en eau du nuage. Il est donc crucial pour le prochain rapport de l'IPCC de déterminer si, statistiquement, le deuxième effet indirect mène à une augmentation, à une diminution ou à aucune modification notable du LWP des nuages de couche limite.

La plupart des études récentes qui se sont intéressées aux effets indirects de l'aérosol ont analysé la réponse du système à une variation de la concentration des CCN sur des périodes relativement courtes, *i.e.* quelques heures, correspondant à des situations de nuit ou de jour. Ces études ont montré que la susceptibilité du nuage aux variations de CDNC est réduite lors de la journée du fait de l'absorption du rayonnement solaire dans le nuage (*Ackerman et al.*, 2004; *Lu et Seinfeld*, 2005). Dans ce travail de thèse nous franchissons une nouvelle étape en analysant le couplage entre les effets de l'aérosol et le cycle diurne d'une couche limite marine contenant des nuages stratocumulus. Un modèle LES est utilisé pour simuler un cycle diurne qui est quasi-périodique pour des conditions non-polluées. Une deuxième simulation est alors

produite avec les mêmes forçages, mais en augmentant la concentration des CCN pour simuler un cycle diurne de stratocumulus pollué. Les impacts de cette augmentation de la concentration des CCN seront analysés en détail.

Après l'introduction, nous dresserons l'état de l'art sur les couches limite marines nuageuses (chapitre 2). Ensuite, nous présenterons les caractéristiques techniques du modèle à résolution fine en insistant sur les paramétrisations que nous avons sélectionnées (chapitre 3). La validation de cette configuration sera également discutée (chapitre 4). Le chapitre 5 sera dédié à une analyse détaillée des résultats de simulation du cycle diurne. Cette analyse mettra en évidence les diverses modalités de l'impact d'une augmentation de la concentration d'aérosol sur le cycle de vie d'un stratocumulus marin. Enfin, un dernier chapitre présentera une approche intégrale conçue pour analyser le couplage aérosol-cycle diurne de manière plus synthétique. Cette approche montrera dans quelle mesure l'approximation d'une couche limite parfaitement mélangée est capable de reproduire les évolutions diurnes de couches limite nuageuses pures et polluées.



## Chapitre 2

# Couche limite marine nuageuse : état de l'art

### Sommaire

<b>2.1 Bases théoriques</b>	<b>16</b>
2.1.1 Constituants	17
2.1.2 Variables thermodynamiques conservatives	18
2.1.3 Energétique de la couche limite	19
2.1.4 Principaux processus physiques	22
2.1.5 Les flux d'énergie aux interfaces	27
2.1.6 La couche limite parfaitement mélangée	33
2.1.7 Ecart à la couche limite parfaitement mélangée : découplage	33
<b>2.2 Couche limite réelle</b>	<b>38</b>
2.2.1 Structure thermodynamique	38
2.2.2 Bilan de l'énergie cinétique turbulente	40
2.2.3 Le cycle diurne	43
<b>2.3 Simulations numériques de l'effet indirect de l'aérosol</b>	<b>48</b>
<b>2.4 Conclusions : objectifs et méthode de travail de l'étude</b>	<b>49</b>

Après des généralités sur les stratocumulus et leur importance pour le climat, nous rappellerons quelques bases théoriques nécessaires à la compréhension du chapitre. Nous décrirons ensuite les constituants de la couche limite nuageuse, les énergies mises en jeu, les principaux processus physiques et les flux aux interfaces qui déterminent son évolution. Nous pourrions alors décrire la couche limite avec un modèle idéalisé. Nous mentionnerons aussi les facteurs qui éloignent la couche limite réelle de ce modèle idéalisé. Ensuite, nous discuterons les caractéristiques des couches limite nuageuses réelles et nous décrirons leur cycle diurne. Enfin, nous présenterons l'état de l'art sur la simulation numérique de l'effet indirect de l'aérosol. Cela nous permettra d'introduire, à la fin de ce chapitre, les objectifs de notre travail de thèse.

#### • Qu'est-ce qu'un stratocumulus ?

Les stratocumulus se forment dans la Couche Limite Atmosphérique (CLA), c'est-à-dire dans la partie inférieure de l'atmosphère qui est directement influencée par la surface terrestre. Ils



constituent une couche nuageuse basse, souvent compacte, avec une base située entre 300 et 1500 mètres d'altitude et une extension verticale comprise entre 100 et 800 mètres. Ces nuages bas sont les nuages de couche limite les plus répandus, couvrant une fraction significative de la surface de la planète (*Charlson et al.*, 1987). Néanmoins, ce type de nuages se retrouve principalement au dessus des régions océaniques subtropicales, ce qui explique notre intérêt pour les stratocumulus marins. Les régions où ils se forment le plus fréquemment sont situées à la limite ouest des grands continents. Ces régions sont placées sous l'influence de mouvements subsidents générés par la branche descendante de la cellule Hadley. Cette subsidence de grande échelle transporte vers la surface un air sec et plus chaud que la surface de l'océan, qui contribue à la formation d'une forte inversion thermique au dessus des océans (*Lilly*, 1966). L'inversion, d'une épaisseur de l'ordre de quelques dizaines de mètres, est caractérisée par de forts gradients de température et d'humidité. L'humidité élevée dans la couche limite conduit souvent à la formation d'une couche compacte et étendue de stratocumulus dont le sommet coïncide avec la base de l'inversion (*Driedonks et Duynkerke*, 1989; *Duynkerke et al.*, 2004).

### • Pourquoi les stratocumulus sont-ils importants ?

Du fait de leur extension horizontale considérable et de leurs propriétés radiatives, les stratocumulus modifient de manière significative le bilan radiatif planétaire. Ces nuages bas possèdent une grande capacité à réfléchir le rayonnement solaire incident, étant ainsi caractérisés par un fort albédo. À l'inverse, la surface océanique ne réfléchit quasiment pas le rayonnement solaire (albédo de l'ordre de 6%). L'albédo des stratocumulus marins est donc nettement supérieur (d'un facteur 5 à 10) à celui de la surface océanique au dessus de laquelle ils se forment. Ainsi, leur présence diminue sensiblement le flux de rayonnement solaire à travers la couche limite et leur contribution au bilan radiatif est négative. En outre, comme les stratocumulus se trouvent à une température assez proche de celle de la surface océanique, ils n'influencent pas significativement les flux de rayonnement infrarouge émis par la surface terrestre et par l'atmosphère.

Il a été suggéré que si leur albédo était légèrement renforcé, les nuages de couche limite pourraient compenser partiellement le réchauffement global dû aux gaz à effet de serre (*Charlson et al.*, 1987, 1992; *Jones et al.*, 1994). Cependant, la contribution radiative de ces nuages dépend d'un très grand nombre de facteurs. Parmi ces facteurs, les particules d'aérosol de la couche limite et de l'atmosphère libre jouent un rôle particulièrement important sur le cycle de vie des stratocumulus et ainsi sur leur impact radiatif. Pour aborder ce problème, il nous faut maintenant examiner les processus qui gouvernent l'évolution de la couche limite marine nuageuse (CLN).

## 2.1 Bases théoriques

La couche limite est la partie de l'atmosphère la plus basse qui s'étend de la surface terrestre jusqu'à une altitude allant de quelques centaines de mètres au dessus des océans à 1000 ou même à 2000 mètres au dessus des continents. Lorsque la surface est relativement uniforme, les propriétés de la CLN sont statistiquement homogènes sur des distances qui peuvent atteindre plusieurs centaines de kilomètres. C'est pourquoi il est courant d'examiner la couche limite comme une couche d'air infinie homogène horizontalement, et limitée selon la verticale par deux interfaces : la surface et l'inversion thermique qui sépare la couche limite de l'atmosphère libre. On peut alors considérer la CLN comme un système dont les échanges avec l'extérieur sont représentés par les flux aux interfaces.

Pour comprendre l'évolution de la couche limite nuageuse il est nécessaire d'introduire dans un premier temps quelques notions théoriques de base. Ainsi, ce paragraphe regroupe la présentation des constituants de la couche limite marine nuageuse, quelques notions générales sur les types d'énergie dans l'air atmosphérique et une description plus détaillée de deux processus physiques qui mettent en jeu l'aérosol et les particules nuageuses : les processus microphysiques et l'interaction rayonnement-particules.

### 2.1.1 Constituants

Les trois constituants qui nous intéressent dans cette étude sont les gaz atmosphériques à l'exclusion de la vapeur d'eau, l'eau atmosphérique sous ses formes vapeur et condensée<sup>1</sup> et l'aérosol atmosphérique. Formellement l'aérosol désigne toute suspension de matière condensée dans un gaz. On traitera cependant dans cette étude les particules d'eau liquide séparément et on les désignera par le terme d'hydrométéores. On réservera donc le terme d'aérosol pour les particules solides en suspension dans l'air. L'air humide de la couche limite est formé par le mélange de tous ces constituants.

Le gaz atmosphérique est caractérisé par sa pression et sa température, tandis que l'eau atmosphérique est caractérisée par ses rapports de mélange en phases vapeur et liquide. L'eau nuageuse est représentée plus spécifiquement par sa distribution dimensionnelle. L'aérosol, quant à lui, est caractérisé par sa distribution dimensionnelle et sa composition chimique.

Suivant la température et le rapport de mélange en eau totale, la vapeur d'eau qui dépasse le seuil de saturation se condense sous forme de gouttelettes nuageuses. La thermodynamique détermine la quantité d'eau condensée, et la microphysique traite de la distribution de cette quantité d'eau sur des hydrométéores de tailles variées. Leur rayon varie d'un micromètre à plusieurs millimètres pour les gouttes de pluie. Cependant, dans les stratocumulus, les plus grosses gouttes dépassent rarement la centaine de micromètres. Dans ce cas on parle plutôt de bruine. Il faut noter que tant que le diamètre des gouttelettes est inférieur à la vingtaine de micromètres, leur vitesse de chute est faible. Les particules plus grosses précipitent, transportant ainsi une partie de l'énergie latente vers des niveaux inférieurs. Outre les échanges d'énergie sous forme de chaleur latente lors des processus de condensation/évaporation, les gouttelettes interagissent avec le rayonnement dans les domaines visible et infrarouge.

L'aérosol contient des particules de dimensions qui vont du nanomètre pour les agglomérats de molécules, jusqu'à quelques dizaines de micromètres. Il est généralement distribué en trois modes : le mode de nucléation correspondant aux particules fraîchement formées qui vont jusqu'à quelques dizaines de nanomètres ; le mode d'accumulation formé d'agglomérats de particules dont les diamètres varient de quelques dizaines de nanomètres à quelques micromètres ; et le mode grossier qui regroupe les particules de taille supérieure à  $2.5 \mu\text{m}$ . Seules les particules du mode grossier ont une vitesse de chute significative, ce qui limite leur durée de vie dans l'atmosphère.

L'aérosol joue un double rôle dans la couche limite : l'un sur le transfert du rayonnement, dû à son interaction avec les photons lumineux et l'autre dans la formation des nuages. Les particules d'aérosol interagissent avec le rayonnement par diffusion et par absorption. La diffusion dépend de la dimension, tandis que l'absorption dépend de la composition chimique de l'aérosol. Une partie de l'aérosol formé de particules hydrophiles donne naissance aux gouttelettes nuageuses. Ces particules sont généralement appelées noyaux de condensation nuageux (ou CCN, acronyme anglais pour Cloud Condensation Nuclei).

---

<sup>1</sup>Notre étude est limitée aux nuages chauds. L'eau condensée désignera donc ici seulement l'eau liquide.

### 2.1.2 Variables thermodynamiques conservatives

Dans une couche limite sèche, l'état du système est complètement déterminé par sa température  $T$  et sa pression  $p$ . Dans une couche limite nuageuse, ceci n'est plus valable à cause de l'eau atmosphérique et de ses changements de phase. L'état thermodynamique du système est déterminé dans ce cas par la pression, par le contenu spécifique en eau totale  $q_t$  et par une température potentielle généralisée pour le cas humide.

Le contenu spécifique en eau totale  $q_t$  (kg/kg) représente une mesure de la quantité totale d'eau par unité de masse d'air atmosphérique. En l'absence de précipitation, il est donné par la somme des contenus spécifiques en eau vapeur  $q_v$  et en eau nuageuse  $q_c$  :

$$q_t = q_v + q_c, \quad (2.1)$$

où  $q_{v,c} = m_{v,c}/(m_{air\ sec} + m_v + m_c)$ , où  $m_{v,c}$  sont les masses d'eau vapeur et d'eau condensée, respectivement, et  $m_{air\ sec}$  la masse d'air sec dans le volume d'air considéré.

Il faut noter que le rapport de mélange en eau totale  $r_t = r_v + r_c$  est utilisé parfois à la place du contenu spécifique en eau totale  $q_t$ . Les rapports de mélange  $r_v$  et  $r_c$  sont calculés par rapport à la masse d'air sec<sup>2</sup>, tandis que les contenus spécifiques  $q_v$  et  $q_c$  le sont par rapport à la masse de l'air humide. Les masses d'eau vapeur et d'eau condensée étant de l'ordre du centième de la masse de l'air sec, la différence entre ces deux paramètres reste modeste.

Les températures généralement utilisées pour caractériser la CLN sont soit la température potentielle équivalente  $\theta_e$ , soit la température potentielle de l'eau liquide  $\theta_l$ . On rappelle que la température potentielle est définie comme la température atteinte par une particule d'air sec lorsqu'elle est amenée de manière adiabatique d'un état caractérisé par (T,p) à un état caractérisé par la pression standard de l'atmosphère  $p_0$ ,

$$\theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{R_d/c_p}, \quad (2.2)$$

où  $R_d$  est la constante universelle pour l'air sec et  $c_p$  est la capacité calorifique spécifique à pression constante. Les deux températures potentielles généralisées, qui se conservent lors de mouvements verticaux pseudo-adiabatiques, sont définies de manière similaire.

La température potentielle équivalente, définie par *Paluch* (1979), s'exprime comme :

$$\theta_e = \theta \left( 1 + \frac{L_v r_v}{c_p T} \right), \quad (2.3)$$

où  $\theta$  est la température potentielle et  $L_v$  est la chaleur latente d'évaporation. La température  $\theta_e$  peut être considérée comme une température de condensation (*Stevens*, 2005b), car elle devient égale à  $\theta$  lorsque toute l'eau se trouve sous forme condensée ( $r_v = 0$ ). Cette température est invariante aux changements de phase puisque l'augmentation de  $\theta$  par les processus de condensation de l'eau vapeur est contrebalancée par une baisse de la quantité de vapeur  $r_v$ . Un autre avantage de cette variable est qu'elle ne dépend pas de la quantité d'eau condensée.

La température potentielle de l'eau liquide, introduite par *Betts* (1973), est définie comme :

$$\theta_l = \theta \left( 1 - \frac{L_v r_c}{c_p T} \right). \quad (2.4)$$

En absence d'eau condensée, la température  $\theta_l$  se réduit à  $\theta$  et elle peut être interprétée comme une température d'évaporation (*Stevens*, 2005b). Si l'air humide est saturé, la différence entre

---

<sup>2</sup> $r_v = m_v/m_{air\ sec}$  et  $r_c = m_c/m_{air\ sec}$ .

$\theta_l$  et  $\theta$  représente la chaleur libérée lors du processus de condensation. La température  $\theta_l$  reste de ce fait constante lors des changements de phase.

L'intérêt d'utiliser ces variables vient donc du fait qu'en l'absence de précipitations, elles se conservent lors de mouvements verticaux pseudo-adiabatiques des masses d'air nuageux, dans lesquelles se produisent des changements de phase (Nicholls, 1984). En l'absence d'échanges d'énergie avec l'extérieur et en l'absence de précipitations, la couche limite nuageuse est donc caractérisée par des valeurs constantes de ces variables thermodynamiques.

### 2.1.3 Energétique de la couche limite

#### 2.1.3.1 Les formes d'énergie

Du point de vue énergétique, l'air atmosphérique est caractérisé par son enthalpie, son énergie potentielle de pesanteur et son énergie cinétique turbulente. Un autre terme important pour l'énergétique du système est la chaleur latente transportée par la vapeur d'eau et libérée lors des changements de phases. Les conversions continues entre ces différents types d'énergie déterminent l'évolution thermodynamique de la CLN. Ainsi, des déséquilibres dans la distribution verticale de l'énergie potentielle vont conduire à la production d'énergie cinétique qui agira pour réduire les instabilités et ramener le système à un état d'énergie plus faible. Le système se trouvera alors dans des conditions neutres, parfois même stables.

Pour une particule d'air humide de masse unitaire,

- l'enthalpie est donnée par :

$$h = (C_p^d + r_v C_p^v + r_c C_l)T + cste, \quad (2.5)$$

où  $C_p^d$ ,  $C_p^v$ ,  $C_l$  sont les capacités calorifiques à pression constante de l'air sec, de l'eau vapeur et de l'eau liquide, respectivement.

- l'énergie latente, liée aux changements de phase de l'eau entre vapeur et eau liquide, est définie par :

$$e_l = r_v L_v. \quad (2.6)$$

Il est important de noter que dans une couche limite nuageuse, de l'énergie latente est transférée à l'enthalpie chaque fois que la vapeur d'eau se condense dans le nuage, et réciproquement, lorsque l'eau condensée s'évapore sous le nuage.

- l'énergie potentielle de pesanteur se calcule comme :

$$e_p = gz + cste, \quad (2.7)$$

où  $z$  est l'altitude à laquelle se trouve la particule et  $g$  l'accélération de la pesanteur.

- l'énergie cinétique turbulente (ou la TKE, acronyme anglais pour Turbulent Kinetic Energy) est définie par la somme des fluctuations des composantes de la vitesse du vent,

$$\bar{e} = \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}. \quad (2.8)$$

La TKE est une mesure de l'intensité de la turbulence. Son évolution est contrôlée par différents processus qui agissent comme sources et puits de turbulence dans la couche limite. Son bilan s'exprime par :

$$\begin{array}{cccccc} \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = & \frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta_v'} & - (\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}) & - \frac{\partial \overline{w'e}}{\partial z} & - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \overline{w'p}}{\partial z} & - \epsilon, \\ I & II & III & IV & V & VI \end{array} \quad (2.9)$$

où  $\theta_v$  est la température potentielle virtuelle,  $\bar{u}$  et  $\bar{v}$  sont les composantes du vent moyen horizontal,  $p$  est la pression atmosphérique.

Le terme I de l'équation 2.9 représente la tendance de la TKE. Le terme II représente la production thermique de turbulence. Il est proportionnel au flux de flottabilité. Ce flux est positif dans les régions où la couche limite est instable. Il constitue donc une source d'énergie cinétique turbulente. A l'inverse, il représente un puits de TKE dans les régions stables, où la TKE est dissipée sous forme d'énergie potentielle. Une autre source importante de mouvements turbulents dans la CLN est le cisaillement du vent. Le flux de la quantité de mouvement ( $\overline{u'w'} + \overline{v'w'}$ ) est toujours de signe opposé au gradient vertical du vent moyen ( $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$ ) et donc le terme III de l'équation 2.9 est toujours positif. Il quantifie la production dynamique de turbulence. Le terme IV est le transport turbulent de TKE. Localement, suivant qu'il y a convergence ou divergence du flux, ce terme est source ou puits de TKE. Cependant, lorsqu'il est intégré sur toute l'épaisseur de la CLA, ce terme s'annule. A l'échelle de la CLA, le transport turbulent de TKE n'est donc ni source ni puits, mais plutôt un terme de redistribution verticale de l'énergie cinétique turbulente. Le terme de presso-corrélation (terme V) exprime les échanges d'énergie cinétique entre les composantes de la vitesse de l'air. Son intensité est généralement faible. Enfin, la dissipation de l'énergie cinétique turbulente (terme VI) exprime la dissipation sous forme de chaleur des mouvements turbulents par les tourbillons de petite taille.

### 2.1.3.2 Conversions entre les réservoirs d'énergie

La CLN échange de l'énergie à travers ses interfaces et les processus physiques internes entretiennent des conversions entre les quatre réservoirs d'énergie de l'air humide : l'enthalpie, l'énergie potentielle de pesanteur, l'énergie latente et l'énergie cinétique. De part le couplage entre les équations de mouvement, l'équation d'état, l'équation de continuité (dans sa variante hydrostatique) et l'équation thermique, ces conversions entre les différentes réservoirs d'énergie influencent indirectement la dynamique du système.

Cependant, l'analyse du cycle de transformations entre les différentes types d'énergies et l'établissement d'une loi de conservation pour l'énergie totale du système soulève de nombreuses questions. La première est de déterminer s'il faut traiter l'énergie totale du système en terme d'énergie interne et d'énergie potentielle, ou en terme de chaleur totale? La chaleur totale, ou l'enthalpie d'un état atmosphérique donné, représente l'énergie nécessaire pour que le système passe d'un état de référence à cet état. Supposons qu'un système reçoive de l'énergie de telle façon que la pression reste constante à chaque instant. Alors, la chaleur totale absorbée (par unité de masse) pour passer de l'état de référence, caractérisé par la température  $T_0$ , à l'état final, caractérisé par la température  $T$ , est  $h = C_p(T - T_0)$ .

En l'absence d'orographie et dans des conditions hydrostatiques, l'énergie totale, qui caractérise une colonne infinie d'atmosphère, s'exprime comme la somme de l'énergie interne et de l'énergie potentielle de pesanteur. Les énergies interne et potentielle par unité de masse s'écrivent respectivement comme  $e_i = C_v(T - T_0)$  et  $e_p = gz$ . En outre,  $C_p = C_v + R$  et  $dp = -\rho g dz$  (l'approximation hydrostatique). Il résulte alors que la chaleur totale d'une colonne infinie d'air sec est égale à la somme de l'énergie interne et de l'énergie potentielle de la colonne, et donc à son énergie totale,  $H = E_i + E_p$  (Normand, 1946; Lorenz, 1967). Il est intéressant de noter, dans ce cas, le rapport constant entre l'énergie potentielle, l'énergie interne et l'enthalpie de la colonne infinie,

$$E_p : E_i : H = R : C_p : C_v = 2 : 5 : 7. \quad (2.10)$$

Si, par exemple, la chaleur totale diminue d'une quantité  $\Delta H$ , l'énergie interne diminue de la

quantité  $5/7\Delta H$  tandis que l'énergie potentielle diminue de la quantité  $2/5\Delta H$ .

En revanche, s'il s'agit d'une colonne de hauteur finie ( $Z_{max}$ ), cette formulation n'est plus valable car il faut aussi prendre en compte la contribution de l'énergie potentielle de l'air situé au dessus de l'altitude  $Z_{max}$ . Sir Charles Normand (*Normand*, 1946) a été l'un des premiers à soutenir que, dans ces conditions, il est plus approprié d'écrire l'énergie du système en terme d'enthalpie. Cela est aussi le cas lorsqu'un s'intéresse au bilan d'énergie dans la couche limite sur une aire limitée. Alors, il est plus pratique de représenter le cycle de transformations de l'énergie en terme d'enthalpie, d'énergie potentielle de pesanteur et d'énergie cinétique (*Marquet*, 1991). Selon *Marquet* (1991), les équations de l'énergie thermique et de l'énergie mécanique (qui peut être séparée en une équation de l'énergie cinétique  $e_K$  et une équation de l'énergie potentielle  $e_G$ ) s'expriment par :

$$C_p \frac{DT}{Dt} = \frac{Dh}{Dt} = \frac{1}{\rho} \frac{DP}{Dt} + \dot{q}, \quad (2.11a)$$

$$\frac{De_K}{Dt} = -\frac{1}{\rho} U \cdot \nabla P - gw + U \cdot F, \quad (2.11b)$$

$$\frac{De_G}{Dt} = gw, \quad (2.11c)$$

où  $w$  est la vitesse verticale,  $U$  est le vecteur tridimensionnel de la vitesse du vent,  $e_K = U \cdot U/2$  représente l'énergie cinétique,  $P$  est la pression et  $\rho$  la densité de l'air. Le terme  $\dot{q}$  représente le taux de chauffage dû au rayonnement et à la libération de chaleur latente, tandis que  $U \cdot F$  dénote la dissipation de l'énergie cinétique due au forces de friction.

Ce système d'équations, déduit en écrivant les lois de conservation pour l'énergie d'un volume de contrôle Lagrangien (*Holton*, 2004), peut être réécrit en utilisant certaines notations afin de souligner les conversions entre les trois types d'énergie :

$$\frac{Dh}{Dt} = -C_{(h,K)} + \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial t} + \dot{q} \right), \quad (2.12a)$$

$$\frac{De_K}{Dt} = +C_{(G,K)} + C_{(h,K)} - D_K, \quad (2.12b)$$

$$\frac{De_G}{Dt} = -C_{(G,K)}, \quad (2.12c)$$

où  $C_{\alpha,\beta}$  représente la conversion entre le type  $\alpha$  et le type  $\beta$  d'énergie. Les différentes conversions intervenant dans les équations 2.12 sont définies par :

$$C_{(G,K)} = -gw \quad D_K = -U \cdot F \quad C_{(h,K)} = -\frac{1}{\rho} U \cdot \nabla P. \quad (2.13)$$

Le système 2.12 exprime le cycle local de l'enthalpie (*Marquet*, 1991). Ce système d'équations illustre bien les sources et puits pour les trois types d'énergie. Ainsi, une variation de l'enthalpie du système peut être produite par tout facteur, externe ou interne, qui modifie le taux de réchauffement (tel que le rayonnement, la libération de chaleur latente associée au changements de phase), ou qui induit une variation de pression ( $\partial P/\partial t \neq 0$ ). Une partie de l'enthalpie est convertie en énergie cinétique ( $C_{(h,K)}$ ). L'augmentation de l'énergie cinétique peut être aussi produite par la consommation d'une fraction de l'énergie potentielle. Les forces de friction représentent, par contre, un puits pour l'énergie cinétique (le terme  $D_K$ ).

La loi de conservation de l'énergie, respectée localement, s'obtient facilement en sommant les équations 2.12,

$$\frac{D}{Dt}(h + e_G + e_K) = \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial t} + \dot{q} \right) - D_K. \quad (2.14)$$

En l'absence des forces de friction ( $F = 0$ ), la dérivée totale s'annule si l'écoulement de l'air est stationnaire ( $\partial P/\partial t = 0$ ) et isentropique ( $\dot{q} = Tds/dT = 0$ , où  $s$  est l'entropie de l'unité de masse). L'équation 2.14 se réduit alors à la loi de conservation de l'énergie de Bernoulli,

$$h + e_G + e_K = cste. \quad (2.15)$$

Cela montre qu'un renforcement des mouvements turbulents ( $de_K > 0$ ) s'accompagne nécessairement d'une consommation d'enthalpie ou d'énergie potentielle ( $d(h + e_G) < 0$ ). Si  $h + e_G$  est minimum, alors  $d(h + e_G) > 0$ . Il n'est donc plus possible de produire de l'énergie cinétique par diminution de l'enthalpie ou de l'énergie potentielle. Dans ces conditions, le système est dans un état d'équilibre stable.

Dans cette formulation, la source de chaleur latente, associée aux changements de phase de l'eau entre vapeur, eau liquide ou glace, a été prise en compte dans le terme de chauffage  $\dot{q}$ . C'est pourquoi la quantité conservée lors de mouvements adiabatiques de l'air humide est souvent représentée par l'énergie statique de l'eau liquide,

$$s_l = (C_p^d + r_t C_p^v)T - r_c L_v + gz, \quad (2.16)$$

ou par l'énergie statique humide,

$$s_e = (C_p^d + r_t C_l)T + r_v L_v + gz. \quad (2.17)$$

Les approximations suivantes peuvent aussi être utilisées (*Stull*, 1988) :

$$\begin{aligned} s_l &= C_p^d T - r_c L_v + gz \approx C_p^d \theta_l, \\ s_e &= C_p^d T + r_v L_v + gz \approx C_p^d \theta_e. \end{aligned} \quad (2.18)$$

## 2.1.4 Principaux processus physiques

Outre les processus dynamiques qui ne seront pas rediscutés en détail, deux types de processus physiques sont importants quand on s'intéresse à l'interaction aérosol/nuage. Ce sont les processus microphysiques qui déterminent comment l'aérosol peut modifier la distribution des gouttelettes et des gouttes, et le transfert radiatif, plus particulièrement l'interaction particules/rayonnement, qui établit un pont entre la microphysique du nuage et son bilan énergétique.

### 2.1.4.1 Processus microphysiques

Lorsque l'état thermodynamique de la couche limite favorise la condensation d'une partie de la vapeur d'eau, des gouttelettes nuageuses se forment par la condensation de la vapeur saturante sur les noyaux de condensation nuageux (les CCN).

Tous les CCN disponibles ne deviennent pas des gouttelettes. Lorsqu'une sursaturation<sup>3</sup> se produit dans le nuage, le plus souvent à sa base, les noyaux dont la sursaturation critique est inférieure sont activés et deviennent des gouttelettes. Les autres restent dans un état d'équilibre stable qu'on désigne par le terme d'aérosol interstitiel.

---

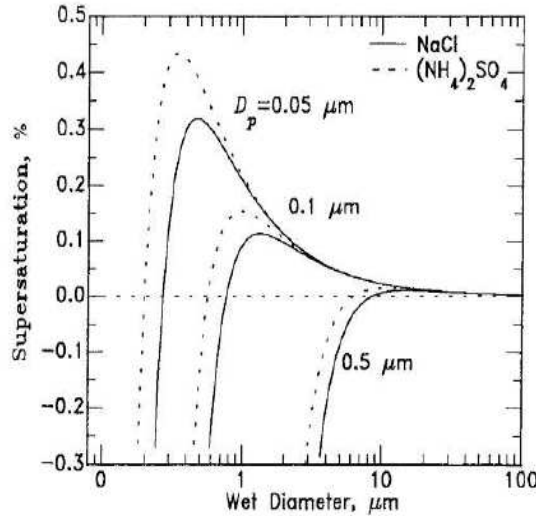
<sup>3</sup>La sursaturation désigne la différence relative entre la pression partielle de la vapeur d'eau  $e$  et la pression de la vapeur saturante  $e_s$ ,  $S = \frac{e - e_s(T)}{e_s(T)}$ . La sursaturation est une fonction de la température  $T$ .

La sursaturation critique qui doit être atteinte pour l'activation d'un CCN dépend de sa taille et de sa composition chimique. Cette sursaturation critique est donnée par la théorie de Köhler (1936) (Pruppacher et Klett, 1997). Köhler (1936) a montré que la pression de vapeur saturante à la surface d'un CCN ( $e_a$ ) diffère de la pression de vapeur saturante au dessus d'une surface infinie d'eau plane et pure ( $e_{s\infty}$ ). Cela est dû à la tension de surface et aux effets du soluté. Les courbes de Köhler (Fig. 2.1) représentent la sursaturation  $S_e$  à la surface d'un CCN en fonction de son rayon  $r$ ,

$$S_e = \frac{e_a - e_{s\infty}}{e_{s\infty}} = \frac{A}{r} - \frac{B}{r^3}. \quad (2.19)$$

Le terme  $\frac{A}{r}$  représente l'effet de la courbure sur la pression en vapeur à la surface du CCN (effet Kelvin). Le terme  $\frac{B}{r^3}$  exprime l'influence du soluté, partiellement soluble, dans la particule d'aérosol (effet Raoult). Les deux paramètres A et B sont dépendants de la tension superficielle à la surface  $\sigma_s$ , de la densité de l'eau pure  $\rho_l$ , des masses molaires de l'eau et du soluté  $M_w$  et  $M_s$ , du coefficient de Van't Hoff  $\nu$  (qui représente le nombre d'ions dissociés), de la masse  $m_s$  et de la densité du soluté  $\rho_s$ ,

$$A = \frac{2\sigma_s M_w}{\rho_l R_v T}, \quad B = \frac{2\nu m_s M_w}{4\pi \rho_l M_s}. \quad (2.20)$$



**Fig. 2.1:** Courbes de Köhler pour deux compositions chimiques et pour trois diamètres initiaux d'aérosol sec. La sursaturation en vapeur d'eau à la surface du CCN est représentée en fonction du diamètre de la particule. Le maximum de chaque courbe correspond au seuil de sursaturation critique qui sépare le régime d'équilibre (à gauche) du régime instable de croissance continue (à droite).

Lorsque la sursaturation dans l'environnement dépasse la sursaturation critique  $S_c$  donnée par le maximum de la courbe  $S_e = f(r)$  (Eq. 2.19), le rayon du CCN dépasse le rayon critique correspondant à cette saturation  $S_c$ . La particule passe dans un régime instable de croissance continue, et elle est dite activée. Si le rayon critique n'est pas atteint, la particule n'est pas activée et reste dans le régime d'équilibre stable.



La figure 2.1 montre l'évolution de la sursaturation  $S_e$  à la surface d'un CCN composé de chlorure de sodium (NaCl) et d'un CCN composé de sulfate d'ammonium  $((NH_4)_2SO_4)$ . Les trois courbes correspondent à des particules d'aérosol sec de diamètres secs différents. La figure montre que les CCN les plus hydrophiles (NaCl) et les plus gros (diamètre sec de  $0.5\mu m$ ) ont la plus petite sursaturation critique et qu'ils s'activent donc en premier. Il y a en effet compétition entre les CCN pour l'activation et la fraction de CCN activés dépend de leur distribution dimensionnelle et composition chimique, et de la production de sursaturation.

La cinématique du processus est décrite par l'équation d'évolution de la sursaturation,

$$\frac{dS}{dt} = \left[ \frac{L_v g}{C_p R_v T^2} - \frac{g}{R_d T} \right] w - \left[ \frac{P M_d}{M_w e_{s\infty}} + \frac{L_v^2}{C_p R_v T^2} \right] \frac{q_l}{dt} . \quad (2.21)$$

Le premier terme de droite exprime la production de sursaturation. Sa formulation correspond ici au cas d'une production de sursaturation dans une cellule convective qui monte et se refroidit par détente. Le refroidissement entraîne une diminution de la pression de vapeur saturante et par conséquent une augmentation de la sursaturation. Dans ce cas la production est proportionnelle à la vitesse verticale du courant convectif. Le deuxième terme de droite représente la résorption de sursaturation par condensation de la vapeur d'eau sur les gouttelettes. Avant activation, il est très faible parce que le taux de condensation sur les CCN est négligeable. La sursaturation commence donc par augmenter proportionnellement à  $w$ , et les CCN dont la sursaturation critique est la plus faible sont activés. La condensation de vapeur sur les gouttelettes nouvellement formées croît rapidement jusqu'à ce que le terme puits balance le terme source de production convective. La sursaturation atteint alors son maximum, puis elle décroît rapidement. A ce niveau s'établit la discrimination entre CCN activés qui déterminent la concentration de gouttelettes et aérosol interstitiel.

D'autres événements d'activation peuvent se produire à des niveaux plus élevés dans un nuage, lorsque par exemple toutes les gouttelettes se sont évaporées après mélange avec l'air environnant du nuage et que la cellule mélangée est ré-entraînée dans un courant convectif puissant.

*Observation* Il faut noter que dans les modèles de nuage il est difficile de résoudre de manière explicite l'équation de Köhler et l'équation d'évolution de la sursaturation qui nécessitent des pas de temps très fins (ms) pour calculer explicitement la concentration de CCN activés. C'est pourquoi une manière simplifiée d'aborder le problème est de calculer a priori le spectre d'activation des CCN, c'est à dire la concentration de CCN dont la sursaturation critique est inférieure à un certain seuil. Le modèle utilise ensuite une paramétrisation diagnostique de la sursaturation maximale, en fonction de la vitesse verticale pour déduire la concentration de gouttelettes à partir du spectre d'activation.

Une fois que les gouttelettes nuageuses ont été formées par activation des CCN, le processus microphysique qui prend le relais est la croissance des gouttelettes par condensation de la vapeur à leur surface. Le taux de croissance est proportionnel à la différence entre la sursaturation dans l'environnement et la sursaturation à la surface de la gouttelette fraîchement formée,

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{S - S_e}{F_K + F_D} , \quad (2.22)$$

où  $F_K = \frac{L_v \rho_l}{K T} \left[ \frac{L_v}{R_v T} - 1 \right]$  et  $F_D = \frac{R_v T \rho_l}{D e_{s\infty}}$ . La constante  $K$  représente la conductivité thermique de l'air et  $D$  est le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air.

On notera que, pour une sursaturation donnée, le taux de croissance des gouttelettes diminue lorsque leur rayon augmente. C'est pourquoi le processus de condensation ne peut à lui seul conduire à la formation des gouttes de bruine et de pluie. Les hydrométéores poursuivent leur croissance en s'assemblant pour former des gouttelettes plus grosses. C'est ce que l'on appelle le processus de collection ou collision-coalescence. Les plus grosses gouttes (diamètres supérieurs au millimètre) sont instables et elles éclatent spontanément (break-up). Néanmoins, ce processus sera négligé dans notre étude parce que les gouttes de bruine dans les stratocumulus n'atteignent jamais des tailles suffisantes pour que le break-up se produise.

*Observation* Il faut néanmoins préciser que dans les équations écrites ci-dessus, l'influence du rayonnement et les précipitations ont été négligées. Ces processus n'ont pas d'impact sur l'activation des CCN qui se produit sur une échelle de temps très courte.

#### 2.1.4.2 Interaction rayonnement-particules

Les deux principales sources de rayonnement dans l'atmosphère sont le soleil, qui émet des radiations électromagnétiques de longueurs d'onde comprises entre 0.2 et 5  $\mu\text{m}$  (les ondes courtes ou SW, l'acronyme anglais pour Short Wave) et la terre qui émet un rayonnement infrarouge thermique (les ondes longues ou LW, l'acronyme anglais pour Long Wave) caractérisé par des longueurs d'onde supérieures à 3  $\mu\text{m}$ . Le transfert radiatif des flux solaire et infrarouge thermique à travers la couche limite nuageuse traduit les modifications de ces flux provoquées par l'interaction du rayonnement avec les constituants de la CLN. Ces variations des flux radiatifs, LW ou SW, déterminent des réchauffements ou des refroidissements locaux dans la CLN qui ont une influence majeure sur la dynamique du système.

Dans la couche limite, le rayonnement, visible et infrarouge, interagit avec les molécules de gaz, avec les particules d'aérosol et avec les hydrométéores. Les photons sont soit diffusés soit absorbés par ces particules. Si la particule diffuse le photon, celui-ci change de direction. L'angle entre sa nouvelle direction de propagation et sa direction initiale est défini comme l'angle de diffusion. Si le photon incident est absorbé par une particule, celle-ci 'gagne' de l'énergie et passe à un niveau d'énergie supérieur. L'absorption dépend de l'arrangement des états énergétiques des particules et donc de leur composition chimique, tandis que la diffusion est contrôlée par la taille des particules.

Deux théories ont été développées pour traiter la diffusion des photons lumineux par les particules : la théorie de *Rayleigh* (1871) et la théorie de *Mie* (1908). La théorie de Rayleigh s'applique lorsque les particules diffusantes ont une dimension inférieure à la longueur d'onde du photon. La diffusion Rayleigh est fortement dépendante du rapport entre la dimension de la particule et la longueur d'onde du rayonnement incident, sans être trop influencée par l'angle de diffusion. La théorie de Mie s'applique lorsque la taille des particules est grande par rapport à la longueur d'onde du rayonnement incident. À l'inverse, la diffusion Mie présente une forte dépendance angulaire.

L'interaction du rayonnement avec les particules atmosphériques est décrite à l'aide de leurs propriétés optiques, qui peuvent être calculées avec l'une des deux théories de diffusion à condition que les particules soient sphériques et homogènes. Ces propriétés optiques, que ce soit pour des molécules de gaz, des particules d'aérosol ou des gouttelettes nuageuses, sont déterminées par :

- les coefficients volumiques de diffusion  $\sigma_s$  et d'absorption  $\sigma_a$ , qui sont donnés par le produit de la concentration volumique de particules par leur section efficace. La section efficace de

diffusion/absorption est obtenue en multipliant l'efficacité de diffusion/absorption  $Q_s/Q_a$  par la surface apparente de la particule, considérée comme étant sphérique. Le coefficient volumique d'extinction du rayonnement par les particules est donné par la somme des coefficients volumiques de diffusion et d'absorption  $\sigma_{ext} = \sigma_s + \sigma_a$ .

- l'albédo de diffusion simple, qui s'exprime comme le rapport entre la partie diffusée et la partie interceptée du rayonnement,  $\omega_0 = \frac{\sigma_s}{\sigma_{ext}}$ . Ce paramètre représente en fait la probabilité que les photons interceptés par la particule soient diffusés.
- La fonction de phase  $P(\Omega', \Omega)$ , qui permet de prendre en compte la diffusion qui n'est pas uniforme dans toutes les directions. En effet,  $P(\Omega', \Omega)$  décrit la probabilité que le photon arrivant suivant une direction  $\Omega'(\theta', \phi')$  soit diffusé dans la direction  $\Omega(\theta, \phi)$ , où  $\Omega$  représente l'angle solide. La fonction de phase dépend de l'angle de diffusion  $\theta' - \theta$ . Pour simplifier le traitement du transfert radiatif, une approximation est souvent utilisée au lieu de la fonction de phase. Celle-ci est remplacée par le facteur d'asymétrie,  $g$ , qui représente la valeur moyenne du cosinus de l'angle de diffusion. La radiation incidente est redistribuée principalement en avant par la diffusion si  $g > 0$  et principalement en arrière si  $g < 0$ .

Lorsque le rayonnement traverse un milieu il est atténué du fait de son interaction avec les particules. Cette extinction du rayonnement dans le milieu traversé est généralement caractérisée par l'épaisseur optique  $\tau$ . Le paramètre  $\tau$  est donné par l'intégrale du coefficient d'extinction sur la distance parcourue par le flux de photons dans le milieu.

L'épaisseur optique, l'albédo de diffusion simple et le facteur d'asymétrie sont nécessaires pour résoudre l'équation du transfert radiatif. Cette équation 3D permet de calculer, en chaque point de l'espace, la luminance issue d'un volume élémentaire qui se propage dans une certaine direction (la luminance représente la quantité d'énergie par unité de temps émise par une source de longueur d'onde  $\lambda$ , de surface élémentaire  $dS$  et qui se propage dans une direction donnée par un angle solide élémentaire  $d\Omega$ ).

**Les gaz atmosphériques**, tel que la vapeur d'eau, l'ozone, le dioxyde de carbone, mais aussi  $O_2$ ,  $CO$ ,  $N_2O$ ,  $NH_3$ , etc., interagissent avec le rayonnement solaire et le rayonnement infrarouge. Les transitions entre différents niveaux d'énergie associées à l'absorption des photons par les molécules correspondent aux raies d'absorption. La vapeur d'eau, ainsi que d'autres gaz atmosphériques comme par exemple le  $CO_2$  ou l' $O_3$  absorbent fortement le rayonnement infrarouge, contribuant de manière significative au réchauffement de l'atmosphère. Ils sont généralement connus comme les gaz à effet de serre. Les molécules de gaz étant beaucoup plus petites que les longueurs d'onde du spectre solaire, la diffusion du rayonnement par les molécules doit être traitée par la théorie de Rayleigh.

**Les particules d'aérosol et les gouttelettes nuageuses** ont des tailles supérieures aux longueurs d'onde solaires, ce qui permet de traiter la diffusion du rayonnement par ces particules avec la théorie de Mie.

La capacité d'absorption des particules d'aérosol dépend de leur type. Ainsi, l'aérosol minéral (par exemple les poussières désertiques) et l'aérosol organique sont parmi les plus absorbants, tandis que les sulfates ou les sels marins n'absorbent que très faiblement le rayonnement solaire. En ce qui concerne les gouttelettes nuageuses, elles se comportent comme des corps noirs pour le rayonnement infrarouge, absorbant quasi-totalement le flux LW incident. Quant au rayonnement solaire, les gouttelettes d'eau pure n'absorbent que très faiblement dans cette partie visible du spectre. Si les gouttelettes contiennent un aérosol absorbant, leur capacité d'absorption dépend de sa composition chimique. Dans ce cas, l'absorption du rayonnement solaire dans

les gouttelettes est contrôlée principalement par les propriétés absorbantes des CCN qui les ont formées.

Les propriétés optiques des particules d'aérosol et des gouttelettes peuvent être obtenues avec la théorie de Mie seulement si les particules sont considérées comme étant sphériques et homogènes. Cela n'est pas toujours vérifié dans la réalité, parce que les particules d'aérosol ou les particules de glace ont parfois des formes particulières. En outre, les gouttelettes nuageuses, formées sur des CCN de composition chimique complexe (sulfates, carbone suie, sels marins, aérosol organique, etc.) peuvent être inhomogènes car tous les CCN ne sont pas toujours parfaitement solubles dans l'eau. L'inhomogénéité d'une gouttelette nuageuse est susceptible d'augmenter sa capacité à absorber le rayonnement solaire. C'est, par exemple, le cas des gouttelettes qui contiennent des impuretés de carbone suie qui se situent près de leur surface (*Chylek et al.*, 1988). De ce fait, certaines approximations sont nécessaires afin de modéliser les propriétés optiques des gouttelettes nuageuses. Ce sujet sera abordé plus en détail lors de la description du schéma de transfert radiatif utilisé dans ce travail (paragraphe 3.2.4 et 3.2.5).

### 2.1.5 Les flux d'énergie aux interfaces

Si on fait abstraction de l'advection horizontale dans la couche limite, son évolution est gouvernée par les flux d'énergie aux interfaces. A sa limite inférieure, la couche limite échange de l'énergie avec la surface. A sa limite supérieure, et bien que l'inversion sommitale soit une barrière de stabilité, les mouvements turbulents entraînent progressivement de l'air de l'atmosphère libre dans la couche limite. Enfin, de l'énergie est échangée avec la surface et l'atmosphère via le transfert radiatif dans les ondes longues et courtes.

#### 2.1.5.1 Flux de chaleur sensible et latente à la surface

Les échanges d'énergie entre la CLN et la surface sont matérialisés par les flux de chaleur sensible et latente. L'intensité du flux de chaleur sensible dépend de la différence entre la température de l'air situé juste au-dessus de la surface et celle de l'océan, tandis que l'intensité du flux de chaleur latente dépend de la différence d'humidité à cette interface. En outre, ces flux sont influencés par la vitesse du vent à la surface et par la rugosité de la surface. L'apport de chaleur aura tendance à réduire l'épaisseur de la couche nuageuse, tandis que l'apport de vapeur d'eau aura tendance à la renforcer. Le rapport entre les flux de chaleur sensible et latente (rapport de Bowen) est donc un élément déterminant pour l'évolution du système nuageux.

En général, les stratocumulus se forment au-dessus d'une mer qui est de quelques degrés plus chaude que l'air situé dans la couche de surface. Les flux de surface sont dans ce cas positifs et constituent autant une source d'enthalpie qu'une source d'énergie latente pour la couche limite. Un flux positif de chaleur sensible réchauffe l'air près de la surface, qui, devenant plus léger, commence à monter. Ce mécanisme se traduit par un flux de flottabilité positif qui génère de l'énergie cinétique turbulente et entretient la convection. Dans certains cas, quand la température de l'air devient supérieure à celle de la mer, le flux de chaleur sensible devient très faible, voir négatif, et il refroidit lentement la couche limite. Le flux de chaleur latente est toujours positif, alimentant ainsi la couche limite en vapeur d'eau. Si les courants ascendants sont suffisamment intenses pour atteindre la base du nuage, une partie de cette quantité de vapeur provenant de la surface atteint la saturation et se condense, augmentant ainsi le contenu en eau du nuage (LWC, l'acronyme anglais pour Liquid Water Content).

Lorsque le nuage devient précipitant et que les précipitations atteignent la surface, l'eau

condensée précipitante transporte une énergie latente qui a déjà été transférée à l'enthalpie au cours de la condensation. C'est pourquoi le flux de précipitation à la surface s'exprime souvent en  $\text{W/m}^2$  au lieu de  $\text{mm/jour}$ . Bien que les stratocumulus soient des nuages faiblement précipitants, les études théoriques, ainsi que les observations, montrent que la présence de cette faible précipitation influence la structure et l'évolution diurne de la CLN (*Nicholls*, 1984; *Paluch et Lenschow*, 1991; *Van Zanten et al.*, 2005). Ainsi, bien que le flux de bruine qui atteint la surface soit en général inférieur à  $1 \text{ mm/jour}$ , il est équivalent, en terme d'énergie, à un flux de chaleur latente d'environ  $30 \text{ W/m}^2$ .

En résumé, le flux de chaleur sensible est un terme source pour l'enthalpie du système, le flux de chaleur latente est un terme source pour l'énergie latente et le contenu en eau totale, et la précipitation est un terme source pour l'enthalpie et un terme puit pour le contenu en eau totale.

La campagne ASTEX a démontré que dans certains cas les flux de surface peuvent jouer un rôle important dans la transition stratocumulus-cumulus, menant graduellement vers la dissipation d'une couche de strato-cumulus initialement compacte (*De Roode et Duynkerke*, 1997). Lorsque les stratocumulus sont advectés au-dessus des régions où la température de l'océan est plus élevée, le réchauffement de la couche limite par le flux de chaleur sensible devient considérable. Cela contribue à la diminution du saut de température potentielle équivalente au sommet de la couche limite. Un taux d'entraînement plus élevé au sommet du nuage et le réchauffement de la couche limite favorisent dans ce cas la transition de la couche de stratocumulus vers une couche de cumulus isolés (Vol 4 de la campagne ASTEX, *De Roode et Duynkerke* (1997)).

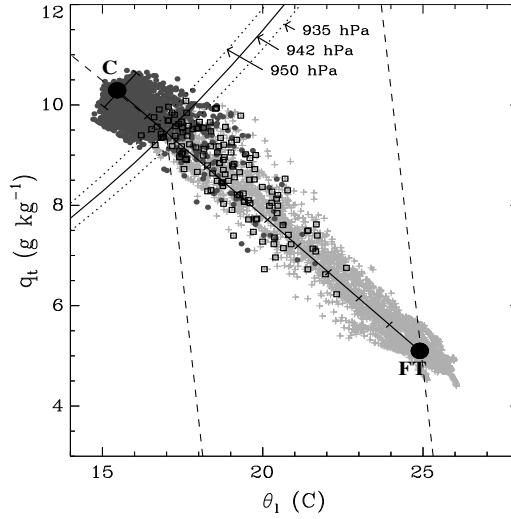
Des simulations à résolution fine effectuées par *Lewellen et al.* (1996) ont également montré que l'augmentation du flux de chaleur sensible, associée à une élévation de la température de la mer, peut engendrer un découplage entre la couche de surface et la couche nuageuse, favorisant ainsi la diminution de la couverture nuageuse.

### 2.1.5.2 L'entraînement au sommet de la couche limite

L'interface entre la couche limite et l'atmosphère libre est caractérisée par une transition brutale de température et d'humidité. La turbulence générée dans cette région par le cisaillement du vent entre la couche limite et l'atmosphère libre, ou bien encore par le flux de flottabilité, est à l'origine d'un entraînement d'air chaud et sec de l'inversion dans la couche limite. L'air des deux régions se mélange, modifiant ainsi les propriétés des deux masses d'air. L'air entraîné de la couche d'inversion se refroidit et s'humidifie, tandis que l'air nuageux se réchauffe, ce qui conduit à l'évaporation d'une partie de l'eau condensée. Le rapport de mélange en eau liquide devient ainsi inférieur à celui d'un nuage adiabatique dans la région voisine à l'inversion. Du point de vue énergétique, le processus d'entraînement constitue un puits d'eau liquide, et une source de chaleur pour le système.

L'effet du mélange sur l'état thermodynamique des deux masses d'air est illustré par la ligne de mélange sur le diagramme de Betts en  $\theta_t$  et  $q_t$  (Fig. 2.2). La référence nuageuse  $C$  (pour Cloud) est celle d'une cellule convective adiabatique ascendant de la base au sommet de la couche nuageuse; la référence pour l'environnement  $FT$  (pour Free Troposphere) correspond à l'air de l'atmosphère libre au-dessus de la couche d'inversion. Les variables  $\theta_t$  et  $q_t$  se mélangeant linéairement, les propriétés thermodynamiques de l'air mélangé se situent sur le segment qui relie les 2 points de référence, la position le long du segment correspondant à la proportion de l'air nuageux dans le mélange. Dans cet exemple, plus la proportion d'air nuageux qui rentre dans

sa composition est importante, plus la particule mélangée est froide et humide.



**Fig. 2.2:** Diagramme des variables conservatives,  $q_t$  (g/kg) en fonction de  $\theta_l$  (K), mesurées au sommet du nuage échantillonné lors du vol RF03 de la campagne DYCOMS-II (extrait de Burnet et Brenguier (2007)). Les symboles représentent des échantillons d'environ 10 mètres de long : d'air nuageux (points, gri foncé), d'air clair (croix, gri clair) ou d'air clair adjacents aux échantillons d'air nuageux (carrés, noir). Les isolignes de température virtuelle pour le nuage (C) et pour l'environnement (FT) sont également représentées (tirets). Les lignes continue et pointillées indiquent les courbes de saturation correspondant à la pression moyenne et à ses valeurs extrêmes, respectivement.

On a aussi reporté sur la figure les isolignes de température virtuelle pour le nuage et pour l'environnement. Pour les stratocumulus marins, l'air de l'atmosphère libre est toujours plus léger que l'air nuageux et les cellules d'air mélangé ont donc une flottabilité négative par rapport à l'atmosphère libre quelque soit le taux de mélange. En revanche, lorsque la flottabilité est mesurée par rapport à l'air nuageux non mélangé, elle peut être positive ou négative suivant le taux de mélange. Il apparaît donc que le processus d'entraînement peut devenir une source d'énergie cinétique turbulente lorsque la particule mélangée devient plus lourde que le nuage pur et qu'elle plonge dans la couche nuageuse. Une boucle de rétroaction positive peut ainsi apparaître, au cours de laquelle l'entraînement génère de la turbulence qui renforce l'entraînement. Ce mécanisme de feedback positif est connu sous le nom d'**instabilité par entraînement au sommet du nuage ou de CTEI** (l'acronyme anglais pour Cloud Top Entrainment Instability) (Lilly, 1968). Il peut, sous certaines conditions, conduire à un amincissement rapide du nuage et même à la dissipation de la couche nuageuse, lorsqu'il est suffisamment intense.

La littérature propose plusieurs critères pour déterminer les conditions dans lesquelles le nuage est instable par entraînement turbulent au sommet. Dans les études de Lilly (1968), Randal (1980) et Deardorff (1980b), le CTEI était considéré comme une conséquence du mélange turbulent, à petite échelle, de deux fluides de densités différentes, dont l'un contient des gouttelettes d'eau nuageuse (Moeng et al., 1995). Considérant les particules qui restent saturées après mélange, Lilly (1968) affirmait que l'instabilité peut apparaître si la température potentielle équivalente dans la couche d'inversion est inférieure à celle du nuage. En partant du même principe que Lilly, Randal (1980) et Deardorff (1980a) ont pris en compte l'effet de la présence d'eau nuageuse et ont défini comme instables les situations pour lesquelles

$$\Delta\bar{\theta}_e < K(L/Cp)\Delta\bar{q}_t, \quad (2.23)$$

où  $\Delta\bar{\theta}_e$  et  $\Delta\bar{q}_t$  représentent le saut de la température potentielle équivalente et le saut du contenu en eau totale au niveau de l'inversion et  $K$  est une constante égale à 0.23.

Il faut cependant noter que certaines observations ont montré la persistance de couches compactes de stratocumulus même dans des régimes considérés comme instables selon le critère de Randall-Deardorff (*Kuo et Schubert*, 1988; *Stevens et al.*, 2003a). Dans ces conditions, *MacVean et Mason* (1990) ont conçu un nouveau critère d'instabilité en considérant le mélange de deux volumes de même masse, entre deux couches d'épaisseurs variables, situées de part et d'autre de l'inversion. Ils prennent en compte la transformation de l'énergie potentielle totale (définie comme la somme de l'énergie interne et de l'énergie potentielle de pesanteur) en énergie cinétique turbulente, qui se produit dans les deux couches voisines de l'inversion lors de ce processus. L'instabilité est provoquée par la production d'énergie cinétique à cette échelle typique des processus d'entraînement. Dans le cas où l'eau liquide se trouve seulement dans la couche inférieure (dans le nuage), la valeur de la constante  $K$  est de 0.7. *Duynkerke* (1993) a introduit un nouveau paramètre ( $\delta_a$ ) dans le calcul du critère d'instabilité, qui tient compte de la stabilité thermique. Le calcul du  $\delta_a$  est basé sur l'intégrale de l'excès de flottabilité d'une particule, calculée entre l'état initial, non-mélangé, et l'état final, suivant le taux de mélange avec l'environnement (*De Roode et Duynkerke*, 1997).

Des travaux plus récents (*Lewellen et Lewellen*, 1998, 2002) soutiennent l'idée que l'entraînement turbulent au sommet du nuage n'est pas déterminé par les phénomènes de petite échelle au sommet du nuage, mais qu'il est contrôlé plutôt par des mouvements turbulents d'échelle comparable à celle de la couche limite.

L'impact du mélange sur la distribution dimensionnelle des gouttelettes mérite aussi d'être mentionné ici, bien qu'il n'affecte pas directement les propriétés thermodynamique des volumes d'air mélangé. Au cours du mélange avec l'air chaud et sec de l'atmosphère libre, le contenu en eau liquide du nuage est réduit et des gouttelettes doivent s'évaporer. On pourrait penser que le processus d'évaporation des gouttelettes, comme le processus de croissance par condensation dans les colonnes convectives, se produit à concentration constante. De nombreuses observations in-situ suggèrent le contraire. En effet, il apparaît que lorsque le rapport de mélange en eau liquide varie au sommet d'un stratocumulus, cette variation est principalement reflétée par des variations concomitantes de la concentration, tandis que le diamètre volumique moyen des gouttelettes varie très peu *Warner* (1973). *Latham et Reed* (1977) ont proposé un schéma pour expliquer ce phénomène, en considérant les valeurs respectives du temps caractéristique d'homogénéisation d'un volume d'air par la turbulence et le temps caractéristique d'évaporation des gouttelettes soumises à une sous-saturation.

- Le mélange doit être homogène lorsque le temps caractéristique d'homogénéisation turbulente est très court par rapport au temps caractéristique d'évaporation des gouttelettes. Lors de ce processus toutes les gouttelettes sont soumises aux mêmes conditions de sous-saturation et elles s'évaporent partiellement jusqu'à ce que la particule d'air mélangé atteigne la saturation. Il en résulte une diminution de la taille de toutes les gouttelettes à concentration constante, après la dilution qui résulte du mélange avec de l'air sec.
- Le mélange doit être hétérogène dans le cas contraire. Certaines gouttelettes sont complètement évaporées avant que le volume soit homogénéisé, tandis que les autres conservent leur dimension initiale. Dans ce cas la concentration des gouttelettes est réduite plus fortement que lors du mélange homogène, mais le spectre des gouttelettes n'est pas modifié. Ainsi, le diamètre volumique moyen reste constant (*Pawlowska et al.*, 2000; *Burnet et Brenguier*, 2007).

Ce processus n'affecte pas la dynamique du mélange, mais il peut avoir un impact sur les propriétés radiatives du sommet du nuage (*Chosson*, 2006) et sur son efficacité à produire des

précipitations. Dans notre étude, ce processus n'a pas été pris en compte.

### 2.1.5.3 Le transfert radiatif

La couche limite échange de l'énergie avec la surface, l'atmosphère et l'espace par rayonnement. Sa température étant légèrement inférieure à celle de la surface, elle reçoit, dans l'infrarouge thermique, un rayonnement à peine plus énergétique que celui qu'elle émet vers la surface. Les particules de nuage sont quasiment opaques aux longueurs d'ondes thermiques, si bien que ce rayonnement est presque totalement absorbé par la couche nuageuse. A l'inverse, l'atmosphère libre, en particulier dans les régions de subsidence où l'humidité relative est faible, est très transparente au rayonnement thermique. Le rayonnement thermique montant émis par le nuage n'est donc pas compensé. Pendant la journée, la couche limite reçoit du rayonnement solaire dans des longueurs d'onde courtes pour lesquelles les particules nuageuses sont moins absorbantes que dans les ondes longues, mais plus diffusantes (Sec. 2.1.4.2). Une partie de ce rayonnement est réfléchi vers l'espace, une partie est transmise vers la surface, et enfin une partie est absorbée par la couche nuageuse. Le transfert radiatif est donc une source d'enthalpie pour la couche limite.

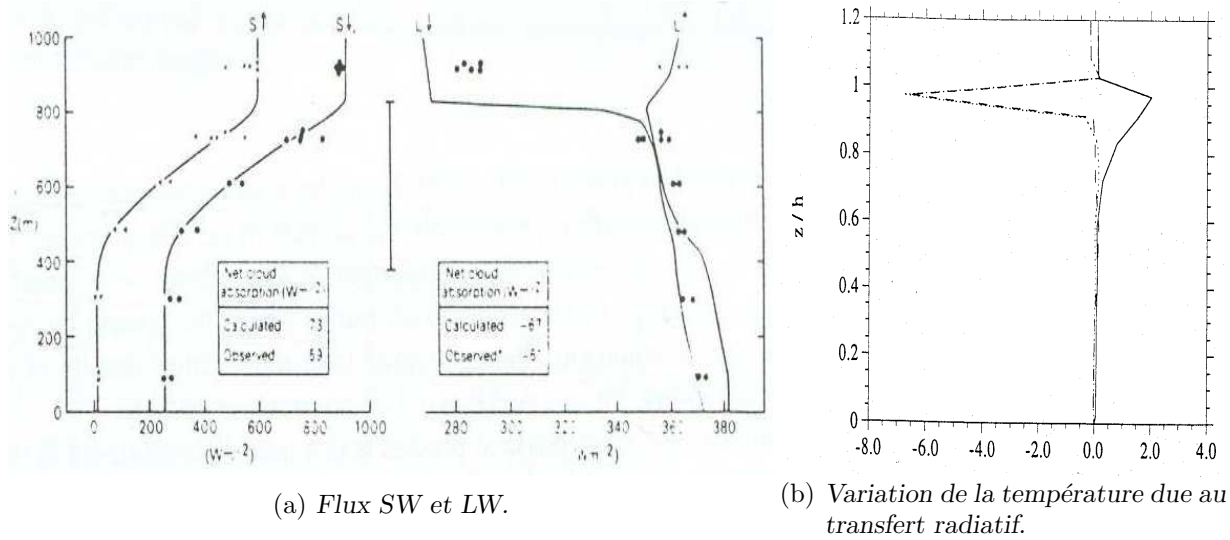
Un caractère cependant le différencie radicalement des flux de chaleur sensible et latente à la surface et de l'entraînement sommital. Ces deux derniers processus contribuent en effet aux échanges d'énergie localement, à l'interface inférieure pour les flux de surface et au sommet de la couche limite pour l'entraînement. Ces énergies doivent ensuite être redistribuées par la turbulence à travers toute l'épaisseur de la couche limite. L'absorption ou l'émission de rayonnement, en revanche, se produit directement à l'intérieur de la couche limite, où elle peuvent modifier le profil vertical de densité et ainsi renforcer ou inhiber la production d'énergie cinétique turbulente. Ce point sera plus spécifiquement abordé dans la section. 2.1.6.2.

Les mesures réalisées pendant la campagne JASIN et les calculs théoriques de *Nicholls* (1984) illustrent bien l'impact du transfert radiatif (Fig. 2.3a). Comme la vapeur d'eau n'émet quasiment pas dans l'infrarouge, la partie descendante du flux LW ( $L \downarrow$ ) ne varie pas significativement avec l'altitude dans l'atmosphère libre. En revanche, ce flux augmente brusquement au niveau du sommet du nuage, puisque les gouttelettes nuageuses, qui se comportent comme des corps noirs pour le rayonnement LW, émettent du rayonnement infrarouge à une température supérieure à celle de l'espace. Elles émettent donc plus de rayonnement qu'elles n'en reçoivent de l'atmosphère libre. La partie montante du flux LW ( $L \uparrow$ ) est pratiquement constante dans les régions de ciel clair et elle diminue légèrement dans le nuage. Cette faible diminution dans le nuage est due au fait que les gouttelettes émettent à une température légèrement inférieure à celle de la surface (Fig. 2.3a).

Cette distribution verticale des flux montants et descendants produit une faible augmentation du flux LW net ( $L \uparrow - L \downarrow$ ) avec l'altitude dans l'atmosphère libre. Par contre, le flux LW net présente un saut brusque près du sommet du nuage. Ce saut correspond à un fort refroidissement radiatif (8 à 10 K par heure) dans une couche fine, estimée à quelque dizaines de mètres (*Duynkerke et al.*, 1995; *Nicholls*, 1984) (Fig. 2.3b). En outre, la faible variation du flux  $L \uparrow$  à la base du nuage provoque un léger réchauffement de l'air situé à la base du nuage. De nuit, lorsque le refroidissement sommital n'est pas compensé par le flux solaire, la température du sommet du nuage décroît, ce qui favorise la condensation de la vapeur d'eau et la génération d'énergie cinétique turbulente, donc le brassage de l'air nuageux.

La variation avec l'altitude des flux de rayonnement solaire ( $S \downarrow$  et  $S \uparrow$ ) (Fig. 2.3 a) influence aussi la structure de la couche limite. Ces flux sont presque constants dans la couche située





**Fig. 2.3:** (a) Flux ( $W/m^2$ ) montants et descendants du rayonnement solaire (à gauche) et du rayonnement infrarouge (à droite) en fonction de l'altitude, calculés et mesurés pendant la campagne JASIN (extrait de Nicholls (1984)). (b) Taux de refroidissement radiatif (K/h) par les ondes longues (pointillé) et taux de réchauffement par le rayonnement solaire (trait plein), en fonction de  $z/H$ , où  $z$  est l'altitude et  $H$  est l'épaisseur du nuage (extrait de Duijnkerke et Hignett (1993)).

entre la surface et le nuage et dans l'atmosphère libre. Cependant, ils subissent une variation progressive à travers la couche nuageuse à cause de l'absorption et de la diffusion du rayonnement d'ondes courtes par les gouttelettes d'eau nuageuse. Le flux solaire transmis ( $S \downarrow$ ) diminue du sommet vers la base du nuage, son extinction étant proportionnelle à l'épaisseur de la couche nuageuse traversée par le rayonnement. En outre, comme le flux solaire montant ( $S \uparrow$ ) représente la fraction du flux solaire incident diffusée par les gouttelettes, sa distribution suivant la verticale suit celle du  $S \downarrow$ , augmentant de la base vers le sommet du nuage. Il faut toutefois noter que l'absorption du rayonnement solaire dépend de la composition chimique des gouttelettes nuageuses. Ainsi, si les gouttelettes sont formées sur des CCN absorbants (par exemple de particules de carbone suie), l'absorption peut devenir 500 fois plus forte que dans les gouttelettes d'eau pure (Chylek et al., 1988).

Dans la journée, le gradient vertical du flux radiatif SW net  $S \uparrow - S \downarrow$  induit globalement un chauffage de la couche nuageuse du même ordre de grandeur que le refroidissement radiatif dans les ondes longues. Cependant, il affecte une zone beaucoup plus profonde dans le nuage (Fig. 2.3b). Cette distribution verticale non-uniforme des deux sources de chaleur a deux effets importants. Premièrement, l'intensité du refroidissement radiatif au sommet du nuage est partiellement compensée par le réchauffement associé au rayonnement solaire. Cela provoque une diminution de l'intensité des mouvements turbulents dans le nuage et l'évaporation d'une partie de l'eau nuageuse. Deuxièmement, la distribution des sources de chaleur dans la CLN peut conduire dans certains cas à la formation d'une couche légèrement stable, juste au-dessous de la base du nuage et à un découplage entre la partie inférieure de la couche limite et la couche nuageuse (Nicholls, 1984; Hignett, 1991; Duijnkerke et Hignett, 1993).

Il est important de préciser que les flux solaires varient avec l'angle zénithal et dépendent donc fortement du moment de la journée. Cette variation contribue de manière significative au cycle diurne de la couche limite qui sera traité dans la section 2.2.3.

### 2.1.6 La couche limite parfaitement mélangée

Dans la section précédente, nous avons examiné les flux d'énergie qui gouvernent l'évolution de la couche limite, sans nous préoccuper de la manière dont ces flux étaient ensuite redistribués dans toute son épaisseur. Partant de l'état d'énergie totale de la couche limite, il est cependant possible de décrire complètement son état si on suppose qu'elle est, à tout moment, parfaitement mélangée. Connaissant l'épaisseur de la couche limite  $H$  et les valeurs de  $\theta_l$  et  $q_t$ , qui sont constantes dans le cas d'une couche mélangée, il est en effet possible de déterminer la base du nuage et le profil vertical du contenu en eau nuageuse (LWC, l'acronyme anglais pour Liquid Water Content) ( $g\ m^{-3}$ ). On peut montrer en particulier que le LWC croît linéairement avec l'altitude,

$$LWC = C_W h \quad (g/m^2), \quad (2.24)$$

où  $h$  est la hauteur au dessus de la base du nuage et  $C_W$  est un coefficient qui peut être considéré comme constant sur une épaisseur de quelques centaines de mètres (*Brenguier, 1991*). C'est ce que l'on appelle l'approximation du nuage adiabatique.

Un paramètre également utilisé pour caractériser le nuage est l'intégrale verticale du contenu en eau nuageuse (LWP, l'acronyme anglais pour Liquid Water Path), définie par :

$$LWP = \int_0^H LWC(h) dh \quad (g/m^2), \quad (2.25)$$

La couche limite parfaitement mélangée est une référence très utile pour interpréter les résultats de simulation. A chaque instant de la simulation, il est en effet possible de définir une couche limite parfaitement mélangée de même énergie totale que le champ simulé. Les différences entre les profil verticaux des paramètres caractéristiques de la couche limite parfaitement mélangée et les profils moyens du champ simulé permettent de mieux appréhender l'impact des divers processus physiques qui contrôlent la simulation. En particulier, il est intéressant d'identifier les processus qui font obstacle au mélange vertical et leur impact sur l'évolution de la couche limite.

### 2.1.7 Ecart à la couche limite parfaitement mélangée : découplage

*Nicholls (1984)* a montré que le mélange turbulent entre la couche nuageuse et la couche sous-nuageuse (CSN) peut être dans certains cas inhibé par des processus physiques qui stabilisent la région située juste en-dessous de la base du nuage. Selon cette étude les facteurs qui augmentent la probabilité de découplage entre le nuage et la CSN sont : la diminution du flux de flottabilité près de la surface, l'affaiblissement de l'intensité du refroidissement radiatif au sommet du nuage, l'évaporation d'une quantité plus importante de bruine dans la CSN ou l'intensification de l'entraînement turbulent d'air sec et chaud de l'atmosphère libre dans le nuage. Chacun de ces facteurs a tendance à stabiliser le profil de densité de la CLN, en produisant un léger saut de densité généralement localisé sous la base du nuage. Le système consomme alors de l'énergie pour lutter contre la stabilisation de cette région et pour maintenir le mélange entre le nuage et la CSN. L'énergie cinétique turbulente produite dans la couche nuageuse (ou près de la surface) est donc transportée vers cette zone pour compenser les pertes d'énergie contre les forces de flottabilité négative. Cependant, lorsque l'énergie transportée dans la sous-couche nuageuse n'est pas suffisante pour empêcher la stabilisation du profil de densité, la CLN se sépare en deux couches distinctes. Ainsi, le nuage et la CSN deviennent découplés, constituant deux couches mélangées séparées, entre lesquelles il n'y a pas de transport turbulent.

### 2.1.7.1 Le critère de découplage

Pour déterminer si une CLN reste parfaitement mélangée au cours du temps, on peut examiner les profils verticaux des flux des variables conservatives et du flux de flottabilité. Dans une CLN parfaitement mélangée, les flux des variables conservatives sont contraints par les flux aux interfaces et ils doivent être linéaires entre la surface et le sommet de la CLN. La divergence des flux est alors constante sur toute l'épaisseur de la CLN et les variables conservatives  $\theta_l$  et  $q_t$  augmentent (ou diminuent) uniformément suivant la verticale. Ainsi, si  $\theta_l$  et  $q_t$  sont constants dans toute la CLN à un instant donné, ils le restent tant que la divergence des flux reste constante.

Néanmoins, la linéarité des flux de  $\theta_l$  et  $q_t$  n'est pas suffisante pour diagnostiquer si la CLN reste mélangée ou si elle risque de se découpler. Il faut aussi analyser le profil vertical du flux de flottabilité. Selon *Turton et Nicholls* (1987) une CLN est découplée si  $I_s/I_c < C$ , où  $I_s$  et  $I_c$  sont les intégrales du flux de flottabilité dans la CSN et dans la couche nuageuse et  $C$  est une constante négative. Cette constante représente l'énergie maximale qui peut être consommée par le système pour lutter contre les forces de flottabilité négative. *Stevens* (2000a) réécrit ce critère comme le rapport des intégrales du flux de flottabilité, calculées pour les régions de la CLN où  $\overline{w'\theta_v'}$  a des valeurs négatives et positives, respectivement,

$$R = -\frac{\int_0^{z_i} \overline{w'\theta_v'} H(-\overline{w'\theta_v'}) dz}{\int_0^{z_i} \overline{w'\theta_v'} H(\overline{w'\theta_v'}) dz}. \quad (2.26)$$

H est la fonction Heaviside et les intégrales sont calculées entre le sol et le niveau de l'inversion  $z_i$ . La CLN est considérée comme découplée si  $R$  dépasse un certain seuil  $R_{crit}$ . Ce critère indique que lorsque la quantité d'air chaud entraînée dans la CLN dépasse une certaine limite, le système n'est plus capable d'effectuer le travail nécessaire pour transporter cet air chaud dans la CSN. Si cette limite est dépassée, le nuage devient plus chaud que la CSN et il se crée un découplage entre les deux régions (*Stevens*, 2000a). Selon *Turton et Nicholls* (1987),  $R_{crit}$  est égale à 40 %, tandis que *Bretherton et Wyant* (1997) préconisent une valeur de 15 %. *Stevens* (2000a) démontre à l'aide des simulations LES que la CLN ne peut pas être parfaitement couplée si  $R$  présente des valeurs positives. De plus, quand  $R$  est supérieur à 10 %, la CLN présente une structure totalement découplée (ou une structure à deux couches).

Pour estimer si une CLN reste mélangée pour certains flux aux interfaces il faut donc calculer le profil du flux de flottabilité. Pour cela, il faut d'abord écrire les flux de  $\theta_l$  et de  $q_t$  comme une interpolation linéaire des flux aux interfaces (Fig. 2.4),

$$\overline{w'\phi'} = (1 - \frac{z}{z_i})\overline{w'\phi'}(0) + (\frac{z}{z_i})\overline{w'\phi'}(z_i), \quad (2.27)$$

où  $\phi = \{\theta_l, q_t\}$ . A la surface, on prendra en compte les flux de chaleur sensible, de chaleur latente et de précipitation. Au sommet de la couche limite, on cumulera les flux résultant de l'entraînement et de la divergence des flux radiatifs. Ils s'écrivent donc comme :

$$\overline{w'\theta_l'}(z_i) = -w_e \Delta\theta_l + \frac{\Delta F_R}{\rho_l C_{pd}}, \quad (2.28a)$$

$$\overline{w'\theta_l'}(0) = H + L_v/C_{pd} F_p(0), \quad (2.28b)$$

$$\overline{w'q_t'}(z_i) = -w_e \Delta q_t, \quad (2.28c)$$

$$\overline{w'q_t'}(0) = LE + F_p(0), \quad (2.28d)$$

où  $w_e$  est la vitesse d'entraînement,  $\Delta\theta_l$  et  $\Delta q_t$  sont les sauts de température et d'humidité au niveau de l'inversion, H et LE sont les flux de surface de chaleur sensible et latente,  $F_p(0)$  est

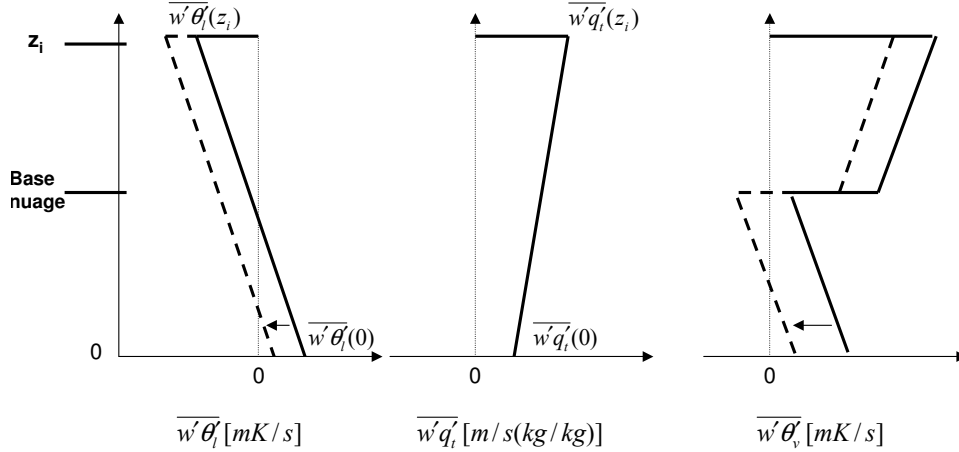
le flux de précipitations au niveau du sol ( $< 0$ ),  $L_v$  est la chaleur latente d'évaporation,  $C_{pd}$  est la capacité calorifique à pression constante de l'air sec et  $\Delta F_R$  est la divergence du flux radiatif net.

Les sauts des variables conservatives au niveau de l'inversion sont donnés par :

$$\Delta\phi = \phi^{z_i+\epsilon} - \bar{\phi}, \quad (2.29)$$

où  $\phi = \{\theta_l, q_t\}$  et  $\bar{\phi}$  représente la valeur moyenne de la variable  $\phi$  entre la surface et le niveau  $z_i + \epsilon$  situé juste au-dessus du niveau de l'inversion ( $\epsilon$  étant une distance nettement inférieure à l'épaisseur de la CLN).

En outre, on considère que la divergence du flux radiatif net, calculée entre le niveau  $z_i + \epsilon$  et la surface, s'applique au sommet de la CLN.  $F_R$  est donc donné par  $F_{net}(z_i + \epsilon) - F_{net}(0)$ , où  $F_{net} = F_{LW} \uparrow - F_{LW} \downarrow + F_{SW} \uparrow - F_{SW} \downarrow$ . Tous ces flux aux interfaces sont exprimés en K m/s quant il s'agit des flux de chaleur et en kg/kg m/s quand il s'agit de l'eau totale.



**Fig. 2.4:** Profils verticaux des flux des variables conservatives,  $\theta_l$  et  $q_t$ , et du flux de flottabilité dans une CLN parfaitement mélangée (traits pleins). Une diminution du flux de  $\theta_l$  induit des valeurs négatives du flux de flottabilité sous la base du nuage, menant à un découplage entre la CSN et le nuage (pointillés).

Le flux de flottabilité qui serait nécessaire pour que la CLN reste parfaitement mélangée peut alors être calculé comme une combinaison linéaire des flux de  $\theta_l$  et  $q_t$ ,

$$\begin{aligned} \overline{w'\theta'_v} &= a_{sc} \cdot \overline{w'\theta'_l} + b_{sc} \cdot \overline{w'q'_t} & z < z_b, \\ \overline{w'\theta'_v} &= a_c \cdot \overline{w'\theta'_l} + b_c \cdot \overline{w'q'_t} & z > z_b, \end{aligned} \quad (2.30)$$

où  $z_b$  est l'altitude de la base du nuage. Les coefficients  $a_{sc}, b_{sc}$  sont alors utilisés dans la CSN, tandis que les coefficients  $a_c, b_c$  sont utilisés dans le nuage. Selon Cuijpers et Duynkerke (1993), ces coefficients sont donnés par :

$$\begin{aligned} a_{sc} &= 1 + 0.61 \overline{q_t^{BL}} & ; & \quad b_{sc} = 0.61 \cdot \overline{\theta^{BL}}, \\ a_c &= 0.5 & ; & \quad b_c = \left( \frac{L_v}{C_{pd} \overline{T^{BL}}} - 1 \right) \overline{\theta^{BL}}, \end{aligned} \quad (2.31)$$

où  $\overline{q_t^{BL}}$ ,  $\overline{\theta^{BL}}$  et  $\overline{T^{BL}}$  représentent les moyennes sur toute l'épaisseur de la CLN du contenu spécifique en eau totale, de la température potentielle et de la température.

Une fois déterminé le flux de flottabilité, le paramètre  $R$ , peut être calculé en intégrant le flux de flottabilité sur les zones de flottabilité négative et de flottabilité positive de la CLN. Cela permet d'estimer le degré de découplage de la CLN. Il faut noter que l'intensité du découplage dépend de l'aire sur laquelle le flux de flottabilité a des valeurs négatives en dessous de la base du nuage. Or, ces valeurs négatives sont induites en général par les valeurs négatives du flux de  $\theta_l$  dans cette région. Ainsi, si, par exemple, l'entraînement turbulent au sommet augmente, ou si le flux de chaleur de surface diminue, le flux de  $\theta_l$  peut devenir négatif dans presque toute la CLN. Le flux de flottabilité devient alors négatif sous la base du nuage (Fig. 2.4).

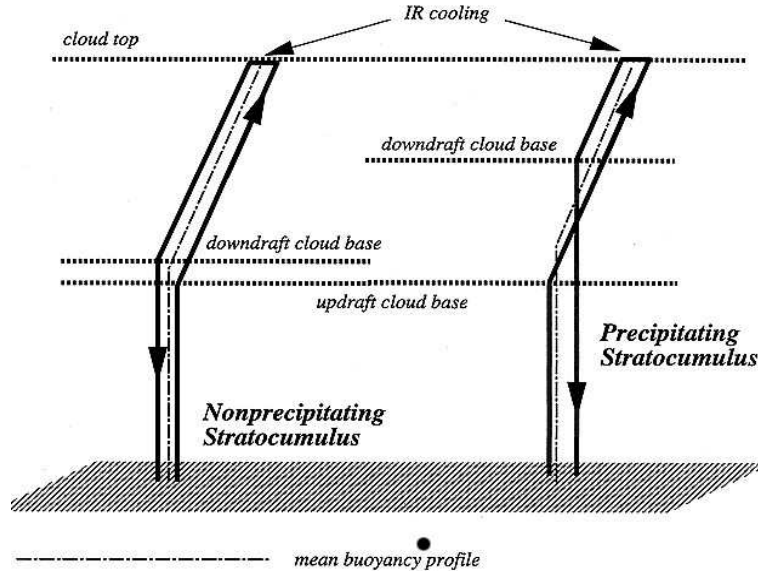
Une limite de la méthode est de considérer les flux radiatifs comme entrant au sommet de la couche limite alors qu'ils sont directement distribués à l'intérieur de la couche sans avoir recours à la turbulence. De plus, les précipitations qui s'évaporent dans la CSN, sans atteindre la surface, ne sont pas prises en compte alors qu'elles sont responsables de transferts entre énergie latente et enthalpie qui peuvent modifier les profils verticaux de  $\theta_l$  et  $q_t$  sans être transportées par la turbulence. Ces points seront abordés plus précisément dans la section 6.2.

### 2.1.7.2 Rôle des précipitations dans le découplage de la CLN

Les précipitations inhibent le mélange turbulent dans la CLN. Selon *Stevens et al.* (1998) l'affaiblissement des courants verticaux est dû au fait que dans un nuage précipitant les circulations sont asymétriques, la saturation n'étant pas atteinte au même niveau dans les courants ascendants et descendants (Fig. 2.5). En effet, lorsqu'une particule d'air ascendante atteint le niveau de saturation (la base du nuage), la vapeur d'eau sursaturée condense. La particule continue ensuite son ascension suivant une adiabatique humide jusqu'au niveau de l'inversion. Néanmoins, dans la partie supérieure du nuage, une partie des gouttelettes nuageuses deviennent suffisamment grosses pour former des gouttes de bruine. La particule perd alors une fraction de son eau condensée par sédimentation des gouttes de bruine. Arrivée au sommet du nuage, la particule se refroidit par rayonnement thermique, elle acquiert une flottabilité négative et commence à descendre suivant à nouveau une adiabatique humide. La particule se réchauffe graduellement lors de la descente et l'eau condensée est évaporée. Cependant, la quantité d'eau contenue dans la particule est inférieure à ce qu'elle était lors de l'ascension. Le niveau de saturation va être donc atteint plus haut que pendant la montée. La particule ne dispose donc pas d'assez d'énergie cinétique pour arriver jusqu'à la surface. Les courants descendants sont ainsi stabilisés par sédimentation des précipitations et ils deviennent plus faibles que si le nuage ne précipitait pas. *Stevens et al.* (1998) montre que cette réduction du mélange turbulent dans le nuage, spécialement à son sommet, diminue également l'entraînement turbulent de l'air de l'inversion dans le nuage.

Les précipitations influencent également la structure thermodynamique de la couche limite ; et pour cela deux scénarios doivent être considérés. Dans le premier cas, les précipitations s'évaporent complètement avant d'arriver à la surface. Dans le deuxième cas, les précipitations sont suffisamment intenses pour qu'une partie arrive au sol.

Dans le premier cas, quand les gouttes de pluie s'évaporent sous le nuage et n'arrivent pas à la surface, le flux de précipitation ne représente pas un puits pour l'eau totale de la CLN. Cependant, l'air situé en-dessous de la base du nuage se refroidit et s'humidifie par évaporation des gouttes de bruine. Son enthalpie baisse donc au détriment de l'énergie latente qui augmente. De plus, lorsque la quantité de pluie qui s'évapore est importante, le refroidissement et l'humidification associés au processus d'évaporation peuvent conduire à la stabilisation de la couche d'air située sous la base du nuage. Ce type de situation peut donc induire un découplage entre



**Fig. 2.5:** Schéma conceptuel qui illustre les trajectoires possibles des particules d'air nuageux, dans l'espace  $(\theta_v, z)$ , dans une couche limite nuageuse précipitante et non-précipitante, respectivement. Extrait de Stevens et al. (1998).

la couche nuageuse et la couche située entre la surface et le nuage. Dans ce cas, la CSN devient plus instable, puisque son sommet est refroidit. La nouvelle structure thermodynamique de la couche limite empêche l'alimentation en eau du nuage et favorise l'accumulation d'humidité et de chaleur dans la CSN.

Ces conditions favorisent parfois une instabilité convective dans la CSN. La condensation de la vapeur d'eau en excès dans cette couche mène à l'apparition des nuages cumulus en dessous de la couche de strato-cumulus (Paluch et Lenschow, 1991). Une structure de ce type a souvent été observée pendant la campagne ASTEX (Rogers et al., 1995; De Roode et Duynkerke, 1996). Le rôle joué par ces nuages cumulus dans la reconnexion entre la CSN et la couche nuageuse sera discuté plus en détail dans le paragraphe qui porte sur le cycle diurne de la CLN (2.2.3). Il y a toutefois des situations, surtout en présence d'une forte subsidence, où l'évaporation des précipitations juste au-dessous du nuage produit un profil de température très stable dans cette couche d'air. Une nouvelle inversion thermique se forme ainsi et cela élimine la possibilité que des nuages cumulus se forment. Dans ces conditions, une deuxième couche de nuages stratus peut se former en-dessous de la première couche. Une telle structure a été observée pendant la campagne FASINEX (Rogers et al., 1995; Rogers, 1989).

Lorsque les précipitations sont suffisamment intenses pour atteindre le sol, une partie de l'eau de pluie est perdue à la surface, tandis que l'autre partie est évaporée dans toute la CSN. Le taux de refroidissement de l'air de la CSN, associé à l'évaporation des gouttes de pluie, est non-uniforme sur la verticale, étant plus intense dans les basses couches. Cela provoque la stabilisation de la CSN. Cette stabilité plus marquée de la CSN limite le transport d'air chaud et humide de la surface vers le nuage. La vapeur d'eau reste de ce fait bloquée près de la surface, ce qui empêche l'alimentation en eau du nuage. En outre, la baisse de température de l'air situé juste au-dessus de la surface favorise une hausse du flux de chaleur sensible. Quant au flux de chaleur latente, il est réduit à cause de l'augmentation du rapport de mélange en vapeur d'eau au-dessus de la surface. La probabilité que des nuages cumulus se forment dans cette couche légèrement stable est très faible (Paluch et Lenschow, 1991). Dans ce type de situation,

l'évaporation des précipitations constitue donc un puits pour l'énergie interne et pour la TKE dans la CSN. Par ailleurs, la quantité de pluie qui arrive à la surface constitue un puits pour l'eau totale de la CLN, mais aussi une source d'enthalpie.

## 2.2 Couche limite réelle

Dans la réalité, l'évolution de la couche limite nuageuse est aussi influencée par la subsidence de grande échelle (typique des régions où les stratocumulus se forment) et par les mouvements horizontaux de masses d'air. La subsidence amène de l'air sec et chaud au sommet de la couche limite et elle s'oppose à l'élévation du niveau de l'inversion thermique qui résulterait de l'entraînement. L'advection horizontale d'une masse d'air peut produire en fonction de son origine (masse d'air continental, polaire, etc.) soit un réchauffement et un assèchement, soit au contraire un refroidissement et une humidification de la CLN. Ces variations de température et d'humidité peuvent impacter la dynamique du système et la formation du nuage, autant que les flux aux interfaces qui ont été discutés précédemment.

En conséquence, tous ces facteurs doivent être considérés lorsqu'on analyse une CLN réelle ou une simulation de son évolution. Après un exemple de la structure thermodynamique de CLN, nous examinerons la structure turbulente de la CLN, dans une situation nocturne et dans une situation diurne, à l'aide d'une analyse du bilan de l'énergie cinétique turbulente. Le cycle diurne de la couche nuageuse et de la couche limite, ainsi que les facteurs qui influencent son amplitude seront ensuite présentés.

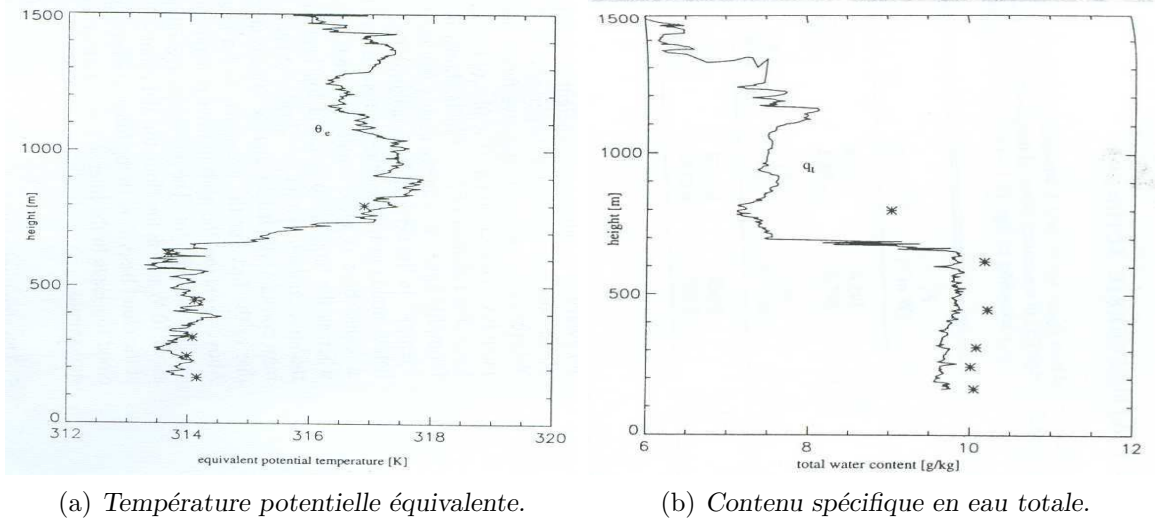
### 2.2.1 Structure thermodynamique

Sur le plan horizontal, la couche limite nuageuse est caractérisée par l'hétérogénéité de ses paramètres d'état jusqu'aux échelles les plus fines. Cependant, les études de la couche limite ont en général concerné des zones où la surface est relativement uniforme (paragraphe 2.1). On peut alors supposer que les propriétés statistiques de ces paramètres sont homogènes et les moyenner horizontalement sur le domaine d'étude pour en analyser les profils verticaux.

La structure thermodynamique de la couche limite nuageuse prédite par la théorie est en bon accord avec les mesures effectuées pendant les campagnes d'observation des régions océaniques où les stratocumulus sont très fréquents : FIRE I (*Hignett, 1991; Blaskovic et al., 1991*), ASTEX (*Duykerke et al., 1995; Ciesielski et al., 2001*), ACE-2 (*Brenquier et al., 2000*), DYCOMS-II (*Stevens et al., 2003a*).

Ainsi, les radiosondages effectués lors de ces différentes campagnes de mesures confirment, par exemple, que les variables thermodynamiques  $\theta_e$  ou  $\theta_l$  et  $q_t$  varient peu avec l'altitude jusqu'au sommet du nuage où elles présentent un saut brusque au niveau de l'inversion thermique. La température potentielle équivalente augmente fortement, tandis que le contenu spécifique en eau totale diminue. Ces observations révèlent cependant des différences notables par rapport au modèle adiabatique, qu'on peut attribuer au rayonnement, aux échanges aux interfaces et aux mouvements de grande échelle. Un tel cas typique de couche limite marine nuageuse est celui qui a été observé pendant la nuit du 12 au 13 juin 1992 durant la campagne ASTEX (*Duykerke et al., 1995*). Les profils des variables d'état  $\theta_e$  et  $q_t$  mesurés pour ce cas sont montrés à titre d'exemple dans la figure 2.6.

En ce qui concerne les nuages, les profils verticaux des variables microphysiques moyennées horizontalement sont similaires à ceux qui sont prévus avec un modèle idéalisé de CLN parfaite-



**Fig. 2.6:** Profils verticaux (a) de la température potentielle équivalente (K) et (b) du contenu spécifique en eau totale (g/kg) mesurés pour la nuit du 12 au 13 juin 1992 pendant la campagne ASTEX. Les lignes continues représentent les résultats des radiosondages, tandis que les points indiquent les valeurs moyennes des données obtenues pendant les vols horizontaux (entre 100 et 800m). Extrait de Dwyner et al. (1995) (Fig. 6).

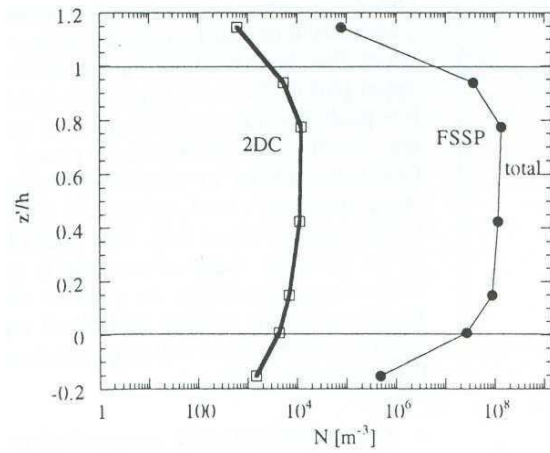
ment mélangée. Les mesures effectuées pendant la nuit du 12 au 13 juin 1992 lors de la campagne ASTEX montrent en effet une faible variation verticale de la concentration des gouttelettes dans le nuage stratocumulus (Fig. 2.7a). Cela confirme aussi que la croissance quasiment linéaire avec l'altitude du LWC conduit à l'augmentation du diamètre volumique moyen des gouttelettes suivant la verticale (Nicholls, 1984; Dwyner et al., 1995) (Fig. 2.7b). Il faut aussi remarquer la diminution brusque de la concentration des gouttelettes et du contenu en eau liquide au sommet du nuage, qui reflète l'impact de l'entraînement. En outre, l'analyse des données collectées avec le FSSP<sup>4</sup> et le 2DC<sup>5</sup> montre que la plus importante contribution au LWC est fournie par les gouttelettes. Les gouttes (formées par la collection et qui se trouvent plutôt dans la partie inférieure du nuage) contribuent surtout au taux de précipitation (Fig. 2.7c et 2.7d).

Même si, dans une première approche, les propriétés des stratocumulus peuvent être analysées à partir de moyennes horizontales des variables microphysiques, il est très important d'examiner aussi l'hétérogénéité des champs nuageux. Dans les cas réels, les processus d'entraînement/mélange et la collection des gouttelettes par les précipitations génèrent des variations horizontales et verticales de la concentration des gouttelettes (et implicitement du contenu en eau liquide du nuage) par rapport au cas idéal considéré lors de l'hypothèse adiabatique (Pawlowska et al., 2000). L'hétérogénéité des champs nuageux est également renforcée par les fluctuations horizontales de la vitesse verticale à la base du nuage, puisque celle-ci contrôle le taux de CCN activés et donc la concentration des gouttelettes nuageuses. Cependant, Pawlowska et al. (2000) ont montré que, pour ce qui concerne la croissance des gouttelettes, la moyenne horizontale du diamètre volumique moyen suit bien le modèle adiabatique.

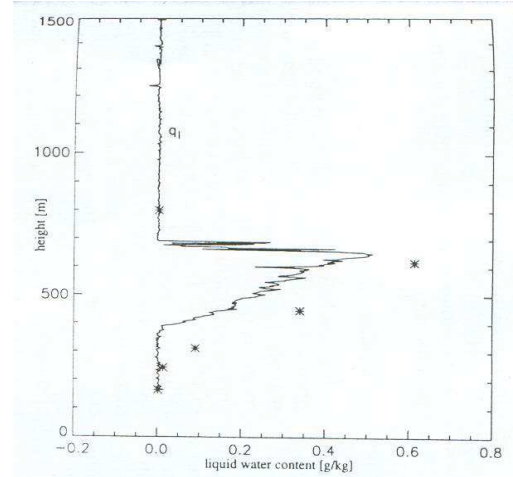
<sup>4</sup>Forward-Scatter Spectrometer Probe, qui a été utilisé pour mesurer des gouttelettes ayant des diamètres compris entre 2 et 47  $\mu\text{m}$ .

<sup>5</sup>Two-Dimensional cloud probe, utilisé pour mesurer des gouttelettes ayant des diamètres compris entre 12.5 et 812.5  $\mu\text{m}$ .

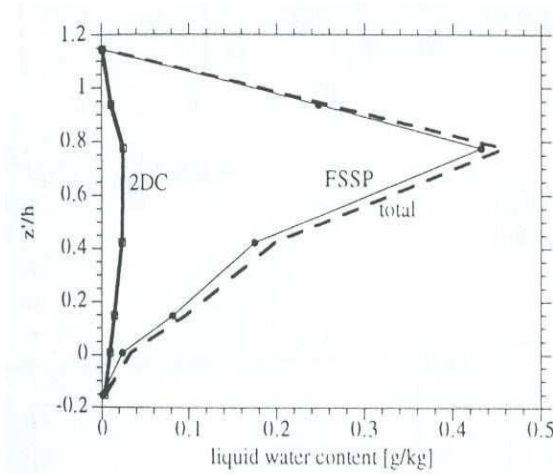




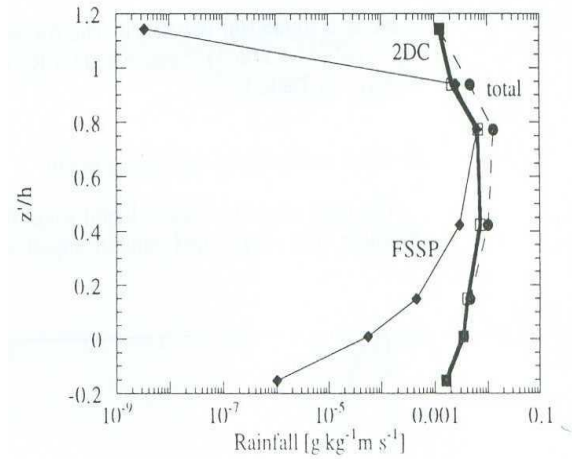
(a) Concentration des gouttelettes.



(b) Contenu spécifique en eau nuageuse .



(c) Contributions au contenu spécifique en eau nuageuse dues aux petites et aux grosses gouttelettes.



(d) Taux de précipitation.

**Fig. 2.7:** (a) Concentration des hydrométéores mesurés avec le FSSP (gouttelettes), avec le 2DC (gouttes) et la concentration totale ; (b) contenu spécifique en eau condensée total ; (c) contenu spécifique en eau des gouttelettes, des gouttes et le contenu spécifique total ; (d) taux de précipitation des gouttelettes, des gouttes et taux de précipitation total. L'ordonnée  $z' = z - z_{\text{base du nuage}}$  représente la différence entre l'altitude de l'échantillon et celle de la base du nuage. Elle est normalisée par  $h$ , l'épaisseur du nuage. Extrait de Duynkerke et al. (1995) (Fig. 7).

## 2.2.2 Bilan de l'énergie cinétique turbulente

La couche limite évolue dans un contexte de grande échelle caractérisé par la subsidence de l'air troposphérique et l'advection horizontale des masses d'air. Son évolution est gouvernée par des échanges d'énergie aux interfaces, par les flux de précipitation, de chaleur sensible et latente à la surface, par l'entraînement de l'air troposphérique au sommet et par les flux radiatifs. Ces énergies qui traversent les interfaces, comme les flux de chaleur sensible et latente et l'entraînement, qui sont transportées verticalement par la chute des hydrométéores, ou bien encore directement échangées au sein de la couche limite pour les processus radiatifs, sont ensuite redistribuées verticalement par la turbulence modifiant les profils verticaux des variables d'état de la

couche limite. Le système est fortement couplé parce que l'efficacité de chacun de ces processus d'échange de l'énergie dépend étroitement des distributions verticales des variables d'état. Dans cette section, nous allons donc examiner comment procèdent ces couplages, en distinguant la situation de nuit et de jour.

L'énergie cinétique turbulente (TKE) peut être considérée comme un 'traceur' de l'activité turbulente du système. Le bilan de TKE, avec ses différents termes (Eq. 2.9), permet d'identifier les contributions de chacun des processus et leurs impacts sur l'état du système.

### 2.2.2.1 Situation nocturne

De nuit, la couche limite est refroidie à son sommet par émission de rayonnement LW, et réchauffée et humidifiée à sa base par les flux de surface (*Duynkerke et al.*, 1995; *Duynkerke et Teixeira*, 2001). Cette situation favorise la production d'énergie cinétique turbulence par les forces de flottabilité. Le léger réchauffement produit par le rayonnement infrarouge à la base du nuage contribue lui aussi à la déstabilisation de la couche nuageuse et tend à intensifier le mélange dans le nuage. Les deux sources de TKE, à la surface et au sommet, sont généralement suffisantes pour que les courants turbulents se développent à travers toute l'épaisseur de la couche limite, qui est par conséquent bien mélangée.

Dans une telle situation, le flux de flottabilité ( $\overline{w'\theta_v'}$ ) est en général positif dans toute la couche limite. Il présente un maximum près du sommet du nuage, qui reflète le fort refroidissement radiatif dans cette couche fine. Si les flux de surface ne sont pas trop forts, le profil des fluctuations de la vitesse verticale ( $\overline{w'^2}$ ) présente un maximum dans la moitié supérieure du nuage (*Duynkerke et Hignett*, 1993; *Duynkerke et al.*, 2004). Pour la situation nocturne observée dans le cas du vol 1 de la campagne ASTEX, *De Roode et Duynkerke* (1997) montrent que le facteur d'asymétrie des fluctuations de la vitesse verticale (ou skewness en anglais,  $(\overline{w'^3}/\overline{w'^2})^{3/2}$ ) a des valeurs négatives. Cela renforce l'idée que dans le nuage, la turbulence est surtout pilotée par les courants descendants d'air refroidi au sommet du nuage. En outre, le flux turbulent d'eau totale ( $\overline{w'r_t'}$ ) présente un maximum près du sommet du nuage, que *De Roode et Duynkerke* (1997) attribuent à un entraînement turbulent plus efficace au sommet du nuage.

Le profil vertical du bilan de TKE permet d'identifier les sources et les puits de turbulence dans les différentes régions de la couche limite. Le terme de transport turbulent présente des valeurs négatives dans la couche nuageuse qui reflètent un transport de TKE par les courants descendants, du nuage vers la CSN (*Duynkerke et al.*, 1995). Cependant, le transport turbulent et le terme de dissipation ne compensent pas complètement la production thermique dans le nuage. La fermeture du bilan est assurée par les termes de transport relatifs à la pression-corrélation. Pour les cas non-précipitants, comme par exemple celui observé pendant la campagne FIRE (*Duynkerke et Hignett*, 1993), la production thermique a des valeurs positives dans toute la couche limite. Dans la CSN, elle est principalement équilibrée par le terme de dissipation. Les profils verticaux des flux turbulents prouvent donc que, dans une couche limite marine nuageuse nocturne, le mélange turbulent est principalement généré par le refroidissement radiatif au sommet du nuage.

La structure turbulente présentée ici correspond à la plupart des CLN nocturnes. Cependant, des cas ont été toutefois observés où la convection générée par les flux de surface est comparable à celle qui est générée par le refroidissement radiatif au sommet du nuage. Pour ces situations, les valeurs des flux turbulents  $\overline{w'\theta_v'}$  et  $\overline{w'r_t'}$ , observées près de la surface, sont équivalentes à celles qui sont observées au sommet du nuage (*Duynkerke et al.*, 1995).

Pour certains cas de nuages précipitants, une diminution des flux turbulents a été observée près de la base du nuage (*Duynkerke et al.*, 1995). Ce comportement résulte de l'évaporation de la bruine qui stabilise la couche d'air située en-dessous de la base du nuage. *Duynkerke et al.* (1995) ont montré qu'en présence d'un flux de flottabilité négatif dans la couche située sous la base du nuage, le transport turbulent et le terme de presso-corrélation sont les principales sources de turbulence dans cette région. Ces termes équilibrent donc, dans cette zone, la dissipation et la production thermique (qui est dans ce cas un puits de la turbulence)<sup>6</sup>.

### 2.2.2.2 Situation diurne

Outre les processus déjà évoqués pour la situation nocturne, pendant la journée, l'évolution de la couche limite est aussi fortement influencée par l'absorption du rayonnement solaire dans le nuage, qui compense partiellement le refroidissement radiatif LW au sommet du nuage. Cela diminue l'intensité des courants descendants et réduit ainsi l'activité turbulente dans le nuage. De plus, la distribution non-uniforme sur la verticale des flux radiatifs solaire et infrarouge favorise l'apparition d'une couche légèrement stable, située juste sous la base du nuage (*Nicholls*, 1984). Cette couche provoque un découplage entre le nuage et la surface. Pendant les heures où le découplage apparaît, les mouvements turbulents générés par le refroidissement radiatif au sommet du nuage ne sont pas suffisants pour assurer le mélange entre la couche nuageuse et la CSN. Alors, le transport d'humidité et de chaleur entre les deux régions est sensiblement réduit. Les flux turbulents sont donc considérablement diminués dans la couche nuageuse et deviennent très faibles à la base du nuage (*Hignett*, 1991).

Il faut toutefois préciser que l'intensité et la durée de ce découplage dépendent de plusieurs facteurs tels que :

- la production thermique de turbulence près de la surface : l'affaiblissement des flux de surface intensifie le découplage et prolonge sa durée.
- l'entraînement turbulent : pour les cas où le nuage ne se situe pas dans des conditions propices au CTEI, un renforcement de l'entraînement de l'air sec et chaud de l'inversion diminue l'effet du refroidissement radiatif et donc la production de turbulence dans le nuage. Le découplage devient plus marqué dans ce cas et le mélange dans la couche limite s'affaiblit encore plus.
- la présence des précipitations : nous avons déjà mentionné que les précipitations affectent l'évolution diurne de la couche limite suivant deux modalités (paragraphe 2.1.7.2). D'une part, la bruine modifie le transfert de l'eau dans la couche limite puisqu'une quantité d'eau liquide est enlevée de la couche limite par les gouttes de bruine qui arrivent au sol. D'autre part, l'évaporation des gouttes de bruine refroidit l'air situé en-dessous du nuage et induit des valeurs négatives du flux de flottabilité, contribuant ainsi à la stabilisation de cette couche d'air (*Pincus et al.*, 1997). Par conséquent, le découplage peut s'intensifier si le nuage précipite et si l'évaporation des précipitations est suffisamment intense.
- *l'épaisseur de la couche limite* : le découplage est plus prononcé si la couche limite est plus épaisse (*Bougeault*, 1985).

Les profils verticaux de TKE observés lors des campagnes expérimentales mettent en évidence le découplage diurne entre la couche nuageuse et la CSN. Ainsi, l'analyse des observations faites pendant la campagne JASIN (*Nicholls*, 1984) montre, par exemple, que le flux turbulent de l'eau totale  $\overline{w'r_t'}$  et le flux de flottabilité  $\overline{w'\theta_v'}$  sont positifs dans la partie supérieure du nuage et près de la surface. La CSN et la couche nuageuse sont donc mélangées. Dans le nuage, la

<sup>6</sup>La situation analysée par *Duynkerke et al.* (1995) correspond au nuage observé pendant la nuit du 12 au 13 juin 1992, durant la campagne ASTEX.

turbulence est générée par le refroidissement radiatif. Dans la CSN, les mouvements turbulents sont alimentés par les flux de chaleur et d’humidité émis par l’océan et par le cisaillement du vent. Cependant, les deux flux présentent un minimum juste au-dessous de la base du nuage, suggérant une stabilisation de cette région (figure 12 a, b de *Nicholls* (1984)). Les valeurs du gradient du flux  $\overline{w'\tau_t'}$  sont positives dans le nuage et négatives près de la surface. Cela reflète l’assèchement de la couche nuageuse et l’humidification de la couche de surface.

Le profil vertical des fluctuations de la vitesse verticale  $\overline{w'^2}$  présente un maximum dans la partie supérieure du nuage associé au refroidissement radiatif. En revanche, les fluctuations de la vitesse verticale sont très faibles dans la couche de transition légèrement stable située en-dessous du nuage (figure 14 de *Nicholls* (1984)). Ces faibles valeurs confirment la structure découpée de la couche limite.

Les bilans d’énergie cinétique turbulente obtenus par simulation numérique de CLN diurne corroborent ces résultats expérimentaux et ils révèlent que la production thermique de TKE se situe principalement dans la partie supérieure de la couche nuageuse. Dans cette région, la production thermique est en grande partie compensée par le transport turbulent et par la dissipation. Le transport turbulent constitue un puits de turbulence dans cette région parce que les courants descendants transportent la TKE vers la partie inférieure du nuage. Tous les termes du bilan deviennent négligeables dans la zone stable située sous le nuage. La CSN a les caractéristiques d’une couche d’air instable où la turbulence est générée principalement par la production thermique due aux flux de surface et par la production dynamique due au cisaillement du vent (qui devient considérable dans cette région) (*Nicholls*, 1984; *Duynkerke et Hignett*, 1993). L’analyse des termes qui interviennent dans le bilan de la TKE, faite par *Nicholls* (1984) pour le cas observé pendant la campagne JASIN, suggère que la redistribution de TKE par les termes de transport et de presso-corrélation est importante pour maintenir le mélange dans la couche nuageuse et pour entretenir une faible activité turbulente dans la couche d’air située au-dessous.

### 2.2.3 Le cycle diurne

L’analyse précédente a montré que la structure turbulente de la CLN est assez différente entre le jour et la nuit. L’impact du rayonnement solaire étant cyclique, le comportement de la CLN va lui aussi suivre un cycle qui, contrairement au soleil, ne sera pas nécessairement périodique. En effet, d’un jour à l’autre, les forçages de grande échelle peuvent changer. Par ailleurs, la CLN elle-même peut adopter un comportement non-périodique du fait des couplages entre processus physiques et structure turbulente de la CLN.

#### 2.2.3.1 Variation diurne des processus physiques

Les observations réalisées lors des campagnes expérimentales ont montré que les flux de surface présentent un maximum au lever et un minimum au coucher du soleil (*Duynkerke et Hignett*, 1993). Cette évolution temporelle s’explique en considérant les mécanismes qui déterminent la structure de la CLN. Pendant la nuit, l’air est refroidi près de la surface par les courants descendants qui sont générés au sommet de la CLN par refroidissement radiatif. De ce fait, la différence de température et de pression de vapeur saturante entre l’océan et l’air situé juste au-dessus augmente, intensifiant alors les flux de surface. Le jour, les courants descendants ne pénètrent plus aussi profondément dans la CSN à cause du découplage entre la couche nuageuse et la surface. En conséquence, l’air de la surface est réchauffé par le flux de chaleur sensible émis par

l'océan. De plus, l'air de la couche limite est réchauffé par le rayonnement solaire. La différence de température à l'interface diminue, entraînant une baisse significative du flux de chaleur sensible. Parallèlement, le découplage empêche le transport d'humidité vers le nuage. Ceci accroît la quantité de vapeur près de la surface, ce qui réduit aussi le flux de chaleur latente.

Le refroidissement radiatif au sommet du nuage, dépend du contenu en eau du nuage. Il présente lui aussi une variation diurne associée à la variation de l'épaisseur et du contenu en eau liquide du nuage.

En outre, les calculs de la vitesse d'entraînement turbulent au sommet du nuage ( $w_e$ ), réalisés dans différentes études, montrent que l'entraînement est beaucoup plus intense pendant la nuit. *Duynkerke et Hignett* (1993) trouvent, par exemple, que  $w_e$  est très faible pendant la journée, tandis qu'elle est de l'ordre de 0.2 cm/s la nuit. Pour les cas nocturnes observés pendant la campagne ASTEX, *De Roode et Duynkerke* (1997) trouvent des valeurs très importantes pour la vitesse d'entraînement, de l'ordre de  $0.9 \pm 0.5$  cm/s. Selon les estimations de *Stevens et al.* (2003a),  $w_e$  était d'environ  $0.38 \pm 0.1$  cm/s pendant le vol de nuit RF01 de la campagne DYCOMS-II.

### 2.2.3.2 Variation diurne de la couche nuageuse

Les campagnes d'observation des nuages stratocumulus (FIRE (*Hignett*, 1991; *Blaskovic et al.*, 1991), ASTEX (*Ciesielski et al.*, 2001), EPIC (*Bretherton et al.*, 2004)) ont permis de bien étudier le cycle diurne marqué de la couche nuageuse. Ces observations révèlent qu'en général la base du nuage connaît des fortes variations. Elle remonte de quelques centaines de mètres en fin de matinée et en début d'après-midi pour redescendre le soir. L'évolution du sommet du nuage, qui est pilotée par la balance entre la subsidence de grande échelle et l'entraînement turbulent, montre un comportement différent d'une campagne à l'autre. Par exemple, sa variation diurne est beaucoup plus marquée dans le cas des observations faites à Porto-Santo entre le 1<sup>er</sup> et le 15 juin 1992 pendant la campagne ASTEX (*Ciesielski et al.*, 2001), que dans le cas FIRE (*Blaskovic et al.*, 1991). Une variation importante de la quantité d'eau liquide nuageuse est associée à cette variation de l'épaisseur géométrique du nuage. Ainsi, le contenu en eau du nuage augmente pendant la nuit et diminue pendant la journée.

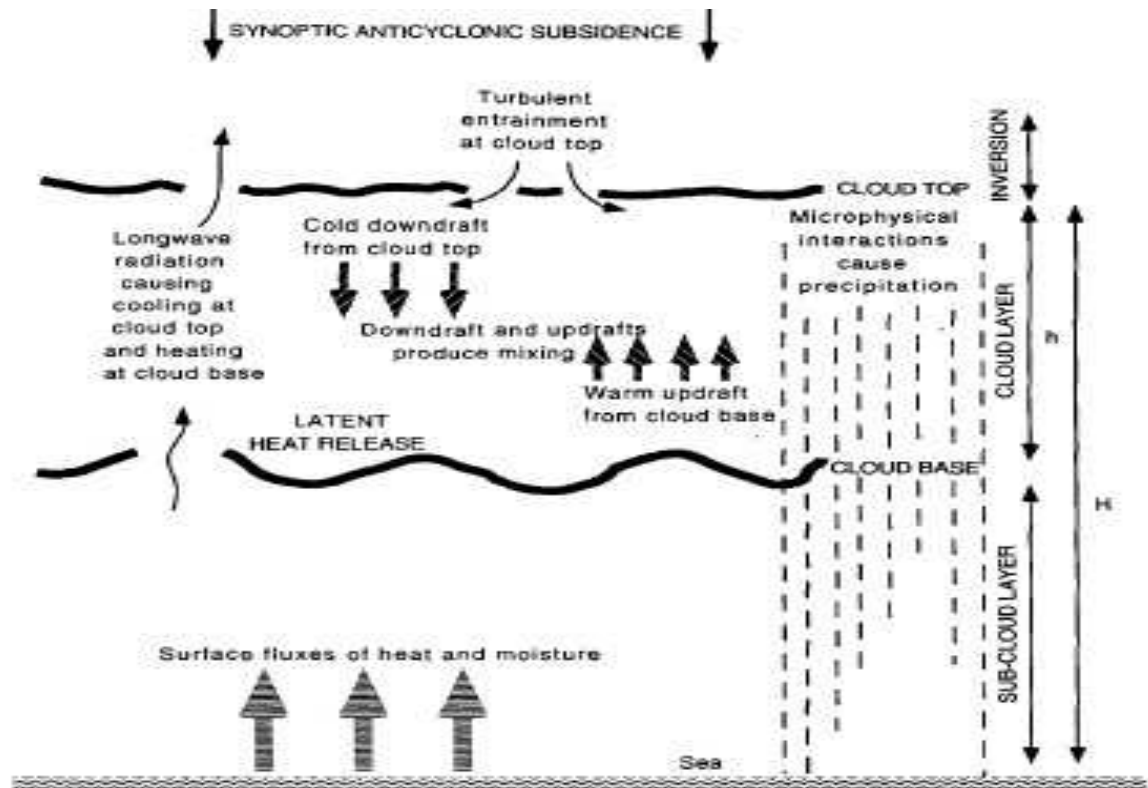
Pendant la nuit, la couche limite est bien mélangée, elle se refroidit et s'humidifie. La vapeur disponible dans la CSN atteint donc le seuil de sursaturation à un niveau plus bas. La base du nuage descend alors de quelques dizaines, voir quelques centaines de mètres. Parallèlement, le refroidissement radiatif de la zone située au sommet du nuage favorise l'intensification de la condensation dans cette région. Cet effet est non-linéaire, puisque l'intensité du refroidissement radiatif est proportionnelle à la quantité d'eau liquide au sommet du nuage. Cette boucle de rétroaction positive est cependant limitée parce que l'augmentation du rapport de mélange en eau liquide au sommet renforce aussi l'entraînement turbulent qui réchauffe, assèche et épaissit la CLN. Cela conduit à une élévation du sommet de la CLN, elle-même limitée par la subsidence de grande échelle. Ces diverses rétroactions permettent d'expliquer comment, de nuit, la CLN s'épaissit et son contenu en eau augmente, et pourquoi ces variations restent limitées.

Pendant la journée, le découplage entre la couche nuageuse et la CSN inhibe le transport d'humidité et de chaleur vers le nuage. De plus, la CLN est asséchée par entraînement turbulent d'air chaud et sec de l'inversion. Ces phénomènes conduisent à un amincissement rapide de la couche nuageuse. Sa base remonte de quelques dizaines (ou même de quelques centaines de mètres) durant cette période. La diminution de la quantité d'eau liquide dans le nuage réduit l'efficacité du refroidissement radiatif et par conséquent la turbulence au sommet du nuage.

L'entraînement turbulent est de ce fait affaibli et il n'arrive plus à compenser la subsidence de grande échelle. Cela entraîne une descente du sommet de la couche nuageuse. Ces processus peuvent même conduire à la dissipation du nuage (*Duynkerke et Teixeira, 2001*).

Dès que le chauffage par les ondes courtes cesse, en fin d'après-midi, les mouvements turbulents redeviennent intenses<sup>7</sup> et ont tendance à recoupler la couche nuageuse et la CSN. Le transport d'humidité vers le sommet de la couche limite se rétablit donc graduellement et la phase nocturne du cycle s'amorce à nouveau.

La figure suivante (Fig. 2.8) regroupe tous les phénomènes qui contribuent au cycle diurne de la CLN.



**Fig. 2.8:** Structure d'une couche limite marine contenant des nuages stratocumulus et processus physiques déterminant son évolution. Extrait de *Duynkerke et Teixeira (2001)*, d'après *Nieuwstadt et Duynkerke (1996)*.

### 2.2.3.3 Facteurs qui influencent l'amplitude du cycle diurne

La description précédente du cycle diurne est assez schématique. Tous les stratocumulus marins n'adoptent pas le même comportement parce que plusieurs éléments peuvent perturber leur cycle diurne.

<sup>7</sup>Cette intensification des mouvements turbulents est principalement due au fait qu'en absence du chauffage par les ondes courtes, le refroidissement radiatif au sommet redevient efficace. De plus, les flux de surface regagnent en intensité après le coucher du soleil.

## La variation saisonnière du rayonnement solaire

Plusieurs études montrent l'existence d'une forte variation saisonnière de l'amplitude du cycle diurne, qui s'explique par la variation saisonnière de l'intensité du rayonnement solaire (*Nicholls*, 1984; *Turton et Nicholls*, 1987; *Duynkerke*, 1989; *Rozendaal et al.*, 1995). Pendant l'été, le réchauffement du nuage produit par le rayonnement solaire est comparable au refroidissement radiatif LW, et il peut conduire à un découplage entre la couche nuageuse et la couche de mélange située entre la surface et le nuage. Il a été observé que l'amplitude du cycle diurne augmente avec l'intensification du chauffage par les ondes courtes. Par contre, pendant l'hiver, l'intensité du rayonnement solaire est plus faible et par conséquent le découplage est moins prononcé. Dans ce cas, la structure diurne de la couche limite ne diffère pas trop de la situation nocturne et la variation diurne du nuage est moins marquée (*Duynkerke*, 1989).

## La variation du rayonnement solaire avec la latitude

Le rayonnement solaire varie aussi avec la latitude. L'intensité accrue du rayonnement solaire vers l'équateur explique la diminution de la nébulosité vers les basses latitudes. De plus, *Ciesielski et al.* (2001) a montré, en analysant les données de la campagne ASTEX, que l'amplitude de la variation diurne de la nébulosité augmente vers les basses latitudes. Ainsi, l'amplitude diurne est de 6.5% à Santa Maria (37 N, 25.2 O), de 7.5% à Porto Santo (33.10 N, 16.4 O) et de 13% à Valvidia (28 N, 24 O). L'étude de *Rozendaal et al.* (1995), basée sur le jeu de données de ISCCP (International Cloud Climatology Project) pour une période de 7 ans, retrouve la même tendance de l'amplitude du cycle diurne : une augmentation visible des pôles vers l'équateur. Leur étude montre également que les plus grandes amplitudes de la variation diurne des nuages bas se retrouvent dans les régions situées sous le vent des zones où la nébulosité atteint un maximum. Ce résultat s'explique par le fait que l'advection de l'air des régions où la nébulosité est accrue contribue à l'épaississement nocturne des stratocumulus dans ces zones. Ces auteurs ont aussi montré que les nuages stratocumulus sont dissipés plus facilement pendant la journée dans les régions où la couche limite est plus épaisse. L'amplitude du cycle diurne augmente ainsi encore plus dans ces situations (*Rozendaal et al.*, 1995).

## Formation de cumulus dans la couche limite

Lorsque la couche limite est découplée (Sec. 2.2.2.2), la chaleur et l'humidité montant de la surface restent bloquées sous le nuage. Si, par ailleurs, ce dernier précipite, la bruine s'évapore sous la couche nuageuse, renforçant ainsi l'élévation de l'humidité. Il peut arriver que, localement, le point de condensation soit dépassé à une altitude inférieure à celle de la base du stratocumulus. Des cumulus isolés peuvent alors se former de manière non-uniforme et intermittente (*Rogers et al.*, 1995; *De Roode et Duynkerke*, 1996). La libération de chaleur latente permet à ces cumulus de pénétrer la petite barrière de stabilité responsable du découplage entre la partie inférieure de la couche limite et la couche nuageuse principale (*Paluch et Lenschow*, 1991). *Nicholls* (1984) a aussi remarqué que l'apparition de cumulus est plus fréquente pendant l'été quand le chauffage radiatif par ondes courtes est plus intense.

Ce processus limite ainsi la durée et l'intensité du découplage, et par conséquent la dissipation de la couche nuageuse (*De Roode et Duynkerke*, 1996) et l'amplitude du cycle diurne. Les cumulus transportent efficacement la chaleur et l'humidité accumulées sous la couche nuageuse et, par brassage turbulent, érodent la barrière de stabilité à la base du nuage. Lorsque l'excès de chaleur et d'humidité a été suffisamment réduit, les cumulus disparaissent et la couche limite

retrouve sa structure bien mélangée (*Rogers et al.*, 1995). Ce scénario ne peut cependant pas être généralisé. Ainsi, l'étude de *Wyant et al.* (1997) suggère que les cumulus, lorsqu'ils sont suffisamment développés, renforcent l'entraînement turbulent au niveau de l'inversion, ce qui amplifie la dissipation de la couche nuageuse et l'amplitude du cycle diurne.

## L'aérosol

L'aérosol interagit avec de nombreux processus physiques dans la couche limite. En ciel clair, il diffuse le rayonnement solaire et s'il est par ailleurs absorbant, il réchauffe les couches qu'il occupe. Ainsi, un aérosol peu absorbant au dessus de la couche limite réfléchira une partie du flux solaire incident, limitant ainsi la dissipation du nuage pendant la journée. S'il est absorbant cependant, il réchauffera l'air troposphérique juste au-dessus de l'inversion, modifiant l'impact de l'entraînement sur la couche nuageuse. Si, au contraire, l'aérosol est présent dans la couche limite et s'il est absorbant, il accentuera l'absorption de rayonnement solaire pendant la journée, ce qui peut conduire à la dissipation complète de la couche nuageuse. L'impact radiatif de l'aérosol dépend donc de sa capacité à absorber le rayonnement solaire et de sa localisation (*Johnson*, 2003; *Johnson et al.*, 2004). Lorsque l'impact de l'aérosol résulte de sa capacité à diffuser le rayonnement, on parle d'effet direct, alors qu'on utilise le terme d'effet semi-direct lorsque c'est sa capacité à absorber le rayonnement qui est en jeu.

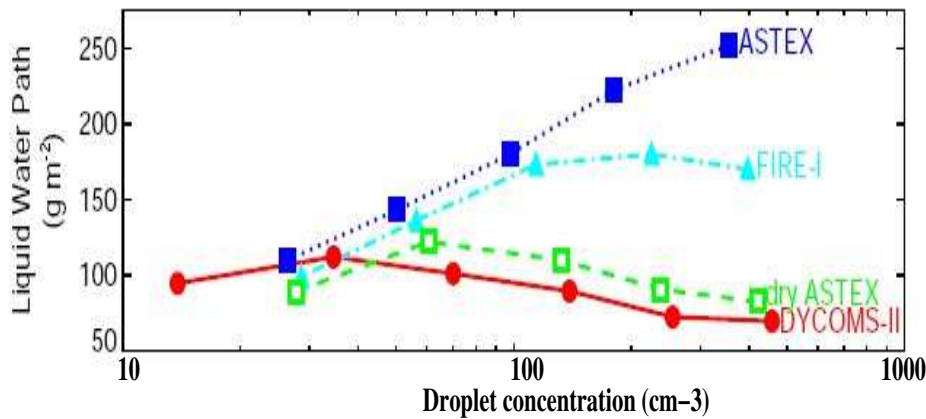
L'aérosol interagit aussi indirectement avec la dynamique de la couche limite. On a vu dans la section 2.1.4.1 que certaines particules d'aérosol, appelées noyaux de condensation nuageux ou CCN, jouent un rôle essentiel dans la formation des gouttelettes de nuage, via leur activation. Une modification des propriétés physico-chimiques de l'aérosol est donc susceptible d'entraîner des changements significatifs de la concentration des gouttelettes (*Snider et Brenquier*, 2000; *Snider et al.*, 2003; *Guibert et al.*, 2003). On parle alors d'effet indirect de l'aérosol. *Twomey* (1977) avait noté qu'à contenu en eau intégré équivalent, une augmentation de la concentration des gouttelettes, entraînait une augmentation de l'épaisseur optique du nuage et par conséquent de son albédo (premier effet indirect). Plus tard, *Albrecht* (1989) avançait que l'augmentation de la concentration des gouttelettes devait aussi réduire l'efficacité du nuage à former des précipitations (deuxième effet indirect). Puisque les précipitations sont un puits de l'eau totale dans la couche limite, il en déduisait que l'augmentation de la concentration des gouttelettes devait conduire à une augmentation du contenu en eau intégré. Enfin, si l'aérosol piégé dans les gouttelettes est absorbant, son effet semi-direct est fortement amplifié.

Nous avons discuté dans l'introduction les limites de l'approche expérimentale pour mettre en évidence et quantifier les effets indirects de l'aérosol, et tout particulièrement les distinguer de la variabilité naturelle de l'épaisseur des nuages de couche limite et de leur contenu en eau intégré. Nous avons aussi montré dans notre description théorique de la couche limite et de sa dynamique, que tous les processus physiques étaient fortement couplés. On ne peut donc isoler, a priori, l'un des effets indirects, comme le faisait *Twomey* pour l'extinction, et imaginer ce que son impact pourrait être, sans prendre en compte l'ensemble des couplages dynamiques dans la couche limite. En d'autres termes, il n'y a pas de premier, de deuxième, ni de nième effet indirect, mais un seul, dont les modalités doivent être examinées de manière globale. C'est là l'objet de notre étude. Nous avons pris le parti cependant de ne pas y inclure, à ce stade de l'étude, l'impact des propriétés d'absorption de l'aérosol. Dans la section suivante, nous analyserons donc les travaux antérieurs de simulation numérique de l'impact de l'aérosol via ses propriétés CCN, sur la dynamique de la couche limite nuageuse.



## 2.3 Simulations numériques de l'effet indirect de l'aérosol

Plusieurs exercices de simulation LES de stratocumulus, principalement en conditions nocturnes, suggèrent que la réponse du LWP à une augmentation de la concentration des CCN, donc des gouttelettes, est modulée par deux phénomènes antagonistes résultant de la diminution des précipitations. Le premier phénomène est l'augmentation de la quantité d'eau liquide dans le nuage. Le deuxième est l'intensification de l'entraînement sommital. Cette compétition est particulièrement sensible aux forçages de grande échelle et, plus particulièrement au degré d'humidité de l'air situé au-dessus de la CLN. Lorsque l'air de l'inversion est sec, le LWP a tendance à diminuer au lieu d'augmenter comme le supposait Albrecht. Ce résultat est illustré par la figure 2.9 qui montre une augmentation du LWP avec la concentration des gouttelettes lorsque les conditions initiales sont supposées identiques à celles observées lors des campagnes FIRE-I et ASTEX, et une réduction du LWP pour les cas caractérisés par une inversion plus sèche (dry ASTEX et DYCOMS-II).



**Fig. 2.9:** Moyenne horizontale du LWP ( $\text{g/m}^2$ ) en fonction de la concentration des gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) pour différentes conditions initiales correspondant aux cas FIRE-I, ASTEX, DYCOMS-II et dry ASTEX. Ce dernier cas reprend les conditions initiales du cas ASTEX, sauf pour l'humidité relative dans la couche d'inversion qui est diminuée. Ces valeurs représentent des valeurs moyennes sur les deux dernières heures de simulation. Toutes les simulations sont effectuées pendant la nuit, entre 0 et 8 heure locale. Extrait d'Ackerman et al. (2004).

En fait, lorsque la concentration des gouttelettes augmente, les gouttelettes sont plus petites et l'efficacité du processus de collection est réduite. La sédimentation des gouttelettes et la précipitation de la bruine diminuent et le rapport de mélange en eau liquide augmente au sommet du nuage. Par un processus encore débattu, cela induit un renforcement de l'entraînement d'air troposphérique qui, à terme, peut conduire à une diminution du LWP.

Selon Stevens et al. (1998), les précipitations et la sédimentation des gouttelettes assèchent les courants nuageux ascendants et par conséquent réduisent la quantité d'eau liquide disponible pour le refroidissement par évaporation de l'air nuageux dans les courants descendants. La production de TKE par les forces de flottabilité négative au sommet du nuage est donc réduite. Lorsque sédimentation des gouttelettes et précipitation sont inhibées par augmentation de la concentration des gouttelettes, la TKE augmente et renforce l'entraînement sommital.

Les simulations d'Ackerman et al. (2004), corroborent cette interprétation. Bretherton et al. (2007), en revanche, pensent que l'augmentation de l'entraînement n'est pas associée à une intensification de la turbulence dans le nuage. Leurs simulations suggèrent plutôt que la sédimentation

des gouttelettes et les précipitations réduisent l'efficacité d'entraînement  $A$ . Ce paramètre est défini par *Bretherton et al.* (2007) comme :

$$A = 0.2(1 + a_2\chi_s J). \quad (2.32)$$

Il représente une mesure adimensionnelle du taux d'entraînement et il mesure le renforcement de l'entraînement dû à une intensification des deux types de refroidissement qui agissent au sommet du nuage : le refroidissement par évaporation de l'eau nuageuse suite au mélange avec l'air entraîné, et le refroidissement radiatif, qui dépendent tous les deux du rapport de mélange en eau liquide au sommet du nuage. Ce paramètre a été défini pour la première fois par *Nicholls et Turton* (1986) pour la formulation de la vitesse d'entraînement. Pour *Bretherton et al.* (2007), la constante  $a_2$  est égale à 15 et  $\chi_s$  représente la fraction massique d'air de l'inversion qui est nécessaire pour évaporer totalement l'air nuageux mélangé. Le paramètre adimensionnel  $J$  est une mesure de la réduction du flux de flottabilité, associée à l'évaporation d'une particule d'air nuageux par mélange avec une petite quantité d'air de l'inversion,  $J = 1 - (db/d\chi)_s/\Delta b$ . La variation de flottabilité est définie comme  $db = g/\theta_v d\theta_v$ , où  $g$  est l'accélération gravitationnelle et  $\theta_v$  est la température potentielle virtuelle. Le saut de flottabilité à travers l'inversion,  $\Delta b$ , est donc proportionnel au saut de  $\theta_v$  à travers l'inversion. Par ailleurs, *Bretherton et al.* (2007) mesurent l'intensité des courants qui pénètrent l'inversion par le paramètre  $\sigma_w^{inv}$ , défini comme l'écart quadratique moyen de la perturbation de la vitesse verticale  $w'$  au sommet du nuage, et ils concluent que cette intensité ne dépend pas de la sédimentation des gouttelettes.

*Savic-Jovicic et Stevens* (2007) affinent leur interprétation en suggérant que les circulations turbulentes qui se développent dans les cas précipitants de stratocumulus marin sont différentes de celles des cas non-précipitants. En particulier, la structure horizontale est du type 'open-cells' pour les nuages précipitants et du type 'close-cells' pour les nuages non-précipitants. Ces différences de structure et d'échelle auraient une influence significative sur la capacité des mouvements verticaux à pénétrer la couche d'inversion et à renforcer l'entraînement sommital.

Dans notre analyse, nous porterons une attention particulière à ce phénomène qui apparaît comme un élément essentiel de la réponse de la couche limite à des variations des propriétés physico-chimiques de l'aérosol.

En complément de ces approches analytiques, *Lu et Seinfeld* (2005) adoptent une approche plutôt statistique basée sur une centaine de simulations 3D de stratocumulus marins pour étudier l'effet indirect de l'aérosol. Les simulations portaient surtout sur des périodes de nuit, mais quelques simulations de jour ont aussi été effectuées. Leurs résultats suggèrent que le LWP est très sensible à la subsidence de grande échelle et à la variation de la température de l'océan. Les simulations de nuit montrent une corrélation positive entre le LWP et la concentration des gouttelettes pour les cas fortement précipitants et une corrélation légèrement négative ou nulle pour les cas faiblement précipitants. De jour, la couche nuageuse s'amincit à cause de l'absorption du rayonnement solaire. Les précipitations sont de ce fait fortement réduites et la variation du LWP avec la concentration des gouttelettes devient très faible. Même si ces résultats sont limités à quelques heures de simulation, cette étude a montré l'intérêt de prendre en compte la variation diurne de la CLN lors de l'évaluation des effets indirects de l'aérosol.

## 2.4 Conclusions : objectifs et méthode de travail de l'étude

Notre description de la couche limite et de son cycle diurne a montré que ce système est piloté par des échanges d'énergie aux interfaces et, en toile de fond, par les forçages de grande échelle

que sont l'advection horizontale et la subsidence. La réponse du système cependant dépend de mécanismes internes au système, qui mettent en jeu de nombreuses boucles de rétroaction. Nous avons discuté plusieurs exemples de boucles de rétroaction négatives (stabilisante) : comment une l'augmentation du rapport de mélange en eau liquide au sommet du nuage est susceptible de renforcer l'entraînement sommital qui limite cette augmentation ; comment l'accumulation de chaleur et d'humidité qui accompagne le découplage de la couche limite est susceptible de conduire au développement de cumulus qui érodent la barrière de stabilité à la base du nuage et rompt le découplage. Nous avons aussi mentionné quelques cas de boucle de rétroaction positive : comment l'accumulation de chaleur et d'humidité à la base de la CLN, qui accompagne le découplage, est susceptible d'inhiber les flux de surface et ainsi renforcer le découplage.

Ces mécanismes mettent en jeu de nombreux processus physiques qu'il est donc nécessaire de simuler avec le même niveau de réalisme. Notre premier effort a donc porté sur le développement d'une version du modèle LES Meso-NH (*Lafore et al.*, 1998) qui soit bien adaptée à cette thématique, et qui associe des paramétrisations évoluées de la turbulence, de la microphysique nuageuse et du transfert radiatif. Après avoir validé sa capacité à reproduire les phénomènes observés lors des campagnes de mesures et simulés par les autres modèles LES, nous utiliserons ce modèle pour simuler des cycles diurnes de couche limite nuageuse marine, en modifiant les propriétés physico-chimiques de l'aérosol. Nos essais seront cependant limités à un aérosol très faiblement absorbant pour ne pas introduire de réactions induites par l'absorption du rayonnement solaire. Seuls des variations de la concentration des CCN seront donc testées.

Les études précédentes qui utilisaient la techniques LES pour étudier l'effet indirect étaient limitées à des périodes assez courtes, le plus souvent nocturnes, au cours desquelles le système était supposé en état quasi stationnaire. La principale originalité de notre travail est de replacer cette étude dans le contexte du cycle diurne de la couche limite. La simulation de référence sera construite de sorte que le cycle soit périodique sur une période de 24 H, c.a.d. que le LWP à  $t+24$  est sensiblement égal au LWP à  $t$ . Nous porterons alors notre attention sur les changements de l'amplitude du cycle diurne lorsque les propriétés physico-chimiques de l'aérosol sont modifiées.

Ces simulations seront analysées dans un premier temps sous l'angle des processus physiques et de leur couplage avec la turbulence dans la couche limite, pour mieux appréhender la nature des couplages entre microphysique nuageuse et la dynamique du système. Nous aborderons ensuite une approche plus synthétique, pour mesurer comment les variations induites du bilan d'énergie dans la couche limite peuvent expliquer les phénomènes observés.

## Chapitre 3

# Utilisation de la technique LES pour étudier l'effet indirect de l'aérosol

### Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Généralités sur les modèles LES</b>	<b>52</b>
3.1.1	Représentation de la turbulence	52
3.1.2	Représentation de la microphysique	54
3.1.3	Représentation du transfert radiatif	56
<b>3.2</b>	<b>Le modèle Méso-NH en mode LES</b>	<b>56</b>
3.2.1	Schéma de turbulence	57
3.2.2	Schéma d'advection	59
3.2.3	Schéma microphysique	59
3.2.4	Code de transfert radiatif	63
3.2.5	Une nouvelle paramétrisation pour l'albédo de diffusion simple	65

Les modèles de Large Eddy Simulations (LES) sont des outils numériques adaptés à la simulation des processus atmosphériques avec une résolution spatiale fine. Ils disposent pour cela de schémas de turbulence sophistiqués et des paramétrisations détaillées des processus physiques. Ils ont été souvent utilisés pour analyser la structure et l'évolution diurne des couches limites marines contenant des nuages de type stratocumulus (*Deardorff*, 1980a; *Stevens et al.*, 1996; *Moeng et Coauthors*, 1996; *Wang et al.*, 2002; *Duynkerke et al.*, 2004). La technique LES a également été appliquée dans de nombreuses études pour évaluer les effets indirects ou l'effet semi-direct de l'aérosol (*Feingold et al.*, 1994; *Ackerman et al.*, 2004; *Lu et Seinfeld*, 2005; *Johnson*, 2003; *Johnson et al.*, 2004) (voir aussi section 2.3). Néanmoins, les exercices d'intercomparaison effectués sur des cas idéalisés de stratocumulus marins ont montré que les performances des codes LES sont très sensibles à plusieurs facteurs :

- la résolution verticale (surtout au niveau de l'inversion) ;
- la représentation de la turbulence et de la condensation sous-maille ;
- le calcul du refroidissement au sommet du nuage produit par le rayonnement infrarouge ;
- le choix des schémas numériques et en particulier le traitement de l'advection verticale (*Moeng et Coauthors*, 1996; *Stevens et al.*, 2005a).

Cette sensibilité est en partie liée au fait qu'une modélisation réaliste de la CLN nécessite une représentation précise des phénomènes au sommet du nuage, où apparaissent de forts gradients de la température, de l'humidité et des flux radiatifs LW, et où la production d'énergie cinétique

turbulente joue un rôle déterminant. Une résolution verticale trop grossière, par exemple, peut conduire à une augmentation artificielle du taux d'entraînement de l'air chaud et sec de l'inversion dans la couche limite.

Il s'avère donc que le choix de la résolution verticale et des différents schémas numériques ou paramétrisations utilisés pour résoudre les mouvements turbulents et le transfert radiatif dans la CLN est très important pour modéliser correctement l'évolution de stratocumulus marins. De plus, pour simuler correctement l'effet de l'aérosol sur le cycle de vie de ces nuages, il faut s'assurer que l'interaction aérosol-nuage est paramétrée de manière réaliste. Le code LES doit donc disposer d'un ensemble approprié et cohérent de paramétrisations, qui reproduisent correctement toutes les interactions dynamique-microphysique-rayonnement.

La première étape de notre travail, qui fait l'objet de ce chapitre, a donc consisté à configurer le modèle Meso-NH pour une étude spécifique de la couche limite marine, à choisir parmi les paramétrisations disponibles celles qui étaient le mieux adaptées, ou éventuellement à en développer de nouvelles.

Dans un premier temps, sont présentés le principe et les particularités des modèles LES, à travers une courte revue des méthodes utilisées dans ces modèles pour représenter la turbulence, la microphysique et le transfert radiatif. Les différents schémas de paramétrisation existants que nous avons sélectionnés seront ensuite décrits, suivis des améliorations et des nouveaux schémas qui ont été développés au sein de l'équipe de recherche. Cette description détaillée permettra de situer la configuration retenue parmi les autres modèles LES utilisés par la communauté internationale.

## 3.1 Généralités sur les modèles LES

### 3.1.1 Représentation de la turbulence

Les mouvements turbulents dans la gamme d'échelles comprises entre la dimension des mailles du modèle et celle du domaine de simulation sont explicitement résolus par les modèles LES. Ils contribuent majoritairement à l'énergie cinétique et au transport turbulent. La formulation de la dynamique suit le système d'équations de Navier-Stokes pour un fluide incompressible. Néanmoins, la discrétisation de ce système d'équations non-linéaires sur un réseau de mailles finies ne permet pas de représenter explicitement la turbulence à une échelle inférieure à la taille de la maille. La solution généralement adoptée est de filtrer les équations pour éliminer les irrégularités à ces petites échelles. Le filtre appliqué a une longueur proportionnelle à la taille de la maille et il couvre le régime inertiel. Dans ce régime, le spectre d'énergie est quasi-stationnaire, caractérisé par une pente constante de  $-5/3$ . Le filtre spatial ainsi défini sépare les mouvements résolus des mouvements turbulents dans la gamme des petites échelles, inférieures à la taille de la maille. Ces mouvements turbulents sous-maille sont paramétrés en étant supposés isotropes et situés dans le régime inertiel. Du point de vue statistique, la turbulence dans le régime inertiel transfère de l'énergie par cascade des grandes vers les petites échelles. Le rôle de la paramétrisation de la turbulence sous-maille est de résorber l'énergie accumulée dans les échelles résolues vers les plus petites échelles par cette cascade d'énergie. La coupure spectrale artificielle due à la résolution finie du modèle est ainsi éliminée (*Redelsperger et Sommeria*, 1981).

La représentation de la turbulence sous-maille est particulièrement importante près du sol et dans la région située au sommet du nuage, où l'échelle caractéristique de la turbulence est

inférieure à la taille de la maille. De ce fait, si pour les couches limites sèches, la représentation de la structure dynamique de la couche limite est peu sensible à la paramétrisation de la turbulence sous-maille (*Nieuwstadt et al.*, 1992), ce n'est pas le cas pour les CLN. Dans les couches limites contenant des stratocumulus, le mélange turbulent dans la couche limite est principalement contrôlé par les processus qui agissent au sommet du nuage : le refroidissement radiatif par les grandes ondes et l'entraînement de l'air sec et chaud de l'inversion dans la couche limite. L'air situé dans une couche fine au sommet du nuage acquiert une flottabilité négative due au refroidissement radiatif et des mouvements descendants intenses se forment. Cependant, cette production de turbulence associée au forçage radiatif infrarouge est partiellement contrebalancée par l'entraînement turbulent. En effet, le mélange à petite échelle entre l'air nuageux et l'air sec et chaud de l'inversion diminue la flottabilité négative acquise par les particules d'air nuageux (*Moeng et al.*, 1995). Dans ces conditions, la représentation de la turbulence dans cette zone est essentielle pour reproduire correctement la dynamique du système. Cela explique la sensibilité des codes LES au choix de la paramétrisation de la turbulence sous-maille (*Moeng et Coauthors*, 1996; *Stevens et al.*, 2005a).

Il faut noter que pour une couche limite sèche le système d'équations est écrit en variables thermodynamiques conservées lors des processus adiabatiques : la température potentielle ( $\theta$ ) et le contenu en vapeurs ( $q_v$ ). En revanche, pour traiter les CLN, il vaut mieux utiliser des variables conservées lors des processus d'évaporation/condensation (voir paragraphe 2.1.2). La température potentielle de l'eau liquide  $\theta_l$  et le contenu spécifique en eau totale non-précipitante  $q_t$ <sup>1</sup> sont généralement choisis.

Deux méthodes sont couramment adoptées dans les codes LES pour représenter la turbulence sous-maille. La première est basée sur une équation pronostique pour l'énergie cinétique turbulente (TKE), suivant l'approche de *Deardorff* (1980a). Le terme d'advection est le seul à être explicitement calculé, les autres termes étant paramétrés. Une longueur de mélange liée à la taille de la maille et à la stabilité locale est utilisée pour fermer le système d'équations.

La deuxième méthode suit l'approche de Smagorinski-Lilly (*Smagorinski*, 1963; *Lilly*, 1966) qui considèrent que les productions dynamique et thermique de TKE sous-maille compensent localement le terme de dissipation. Les coefficients de diffusion sont proportionnels à la déformation du champ de vitesse à l'échelle de la maille. Ce type de modèle peut être vu comme une solution à l'équilibre de l'équation pronostique de la TKE, car il néglige les termes de non-équilibre (l'advection, le transport et le stockage de l'énergie cinétique) (*Stevens et al.*, 1999). Dans le modèle de *Lilly* (1966), la longueur de mélange utilisée pour calculer les coefficients de diffusion est constante (proportionnelle à la taille de la maille) et ne dépend pas de la stabilité thermique. Ces modèles négligent donc l'affaiblissement de la turbulence dans les zones thermiquement stables. Les modèles LES plus récents qui suivent cette approche, par exemple *Stevens et al.* (1999), utilisent une correction pour la longueur de mélange afin de tenir compte de l'effet de la stabilité.

*Stevens et al.* (2000b) montrent que la prise en compte de l'effet de la stabilité dans le calcul de la longueur de mélange permet de réduire le mélange au sommet de la couche limite. Cette sensibilité à la formulation adoptée pour la longueur de mélange s'avère plus marquée pour les modèles qui utilisent une équation pronostique pour la TKE, que pour les modèles de type Smagorinski.

---

<sup>1</sup>Nous rappelons que la température potentielle de l'eau liquide, définie par *Betts* (1973), est donnée par  $\theta_l = \theta(1 - \frac{L_v \cdot r_c}{C_p \cdot T})$ . Le contenu spécifique en eau totale est lui égal à la somme des contenus spécifiques en eau vapeur et en eau nuageuse  $q_t = q_v + q_c$ .

La plupart des codes LES utilisent une longueur de mélange diagnostique, fonction de la stabilité thermique locale. Pourtant, lors d’une dégradation de la résolution du modèle et du passage vers l’échelle régionale et la grande échelle, les méthodes de fermeture en ‘stabilité locale’ présentent plusieurs inconvénients. Les travaux de *Lenderink et al.* (2000); *Lenderink et Holtslag* (2004) montrent que la dépendance du mélange turbulent à la stabilité locale peut amplifier le bruit en tout point de grille, provoquant des instabilités numériques. De plus, une longueur de mélange ( $L$ ) sensible seulement à la stabilité thermique locale n’est pas limitée par la présence de l’inversion, comme elle devrait l’être. Une première solution pour éviter ces problèmes est celle proposée par *Bougeault et Lacarrère* (1989). Dans leur paramétrisation, la longueur de mélange est calculée à partir des distances  $l_{up}$  et  $l_{down}$  qu’une particule peut parcourir lors d’un mouvement adiabatique (vers le haut, ou vers le bas de la couche limite) avant de perdre toute son énergie cinétique contre les forces de flottabilité, soit :  $L = (l_{up} \cdot l_{down})^{1/2}$ . La stabilité de toute la couche est donc prise en compte lors du calcul de  $L$  et pas seulement la stabilité locale. De ce fait, la méthode de *Bougeault et Lacarrère* (1989) est considérée comme une des premières méthodes de fermeture ‘non-locales’. Ultérieurement, des schémas plus complexes qui considèrent une ‘stabilité non-locale’ pour fermer le système d’équations ont été développés par *Holtslag et Boville* (1993); *van Meijgaard et van Ulden* (1998); *Lock et al.* (2000). Au lieu d’utiliser les gradients locaux pour calculer la longueur de mélange, ces schémas prescrivent un profil vertical pour les coefficients de diffusivité. La magnitude de ce profil vertical est reliée à une échelle de vitesse convective.

### 3.1.2 Représentation de la microphysique

Deux méthodes sont employées actuellement pour représenter la microphysique dans un modèle LES. La première, est une représentation explicite de la distribution dimensionnelle des hydrométéores par un spectre discret, ou microphysique *BIN*. La distribution dimensionnelle des CCN peut aussi être représentée sous la forme d’un spectre discret. L’activation des CCN est traitée explicitement en résolvant l’équation de croissance pour toutes les classes de particules. Lorsque la sursaturation croît, toutes les particules dont le diamètre est supérieur au diamètre critique, donné par la théorie de Köhler (*Pruppacher et Klett*, 1997), sont activées. Les gouttelettes nuageuses se forment ensuite par condensation de la vapeur en excès sur ces noyaux de condensation. Le rapport de mélange en eau liquide est calculé par intégration du volume des gouttes sur le spectre, et il est soustrait du rapport de mélange en eau totale pour calculer la sursaturation. Les processus de collection peuvent aussi être calculés par discrétisation de l’équation de collection sur le spectre des hydrométéores.

La microphysique *BIN* est très coûteuse en temps de calcul. Elle est aussi source d’erreurs significatives dans le calcul de la sursaturation. En effet la sursaturation est de l’ordre de  $10^{-2}$  à  $10^{-4}$  du rapport de mélange saturant. Le cumul des erreurs dans la discrétisation de l’équation de croissance sur le spectre des hydrométéores, et dans l’advection des spectres dans un cadre multidimensionnel peut largement dépasser ce seuil. C’est pourquoi, la microphysique *BIN* est généralement utilisée dans les modèles 0-D (sans advection) et avec un grand nombre de classes. De nouveaux codes performants, qui conservent le nombre et le volume dans chaque classe (schémas *BIN* à 2 moments) ont été développés spécifiquement pour la modélisation LES 2-D, et plus rarement 3-D sur des domaines restreints (*Kogan et al.*, 1995; *Feingold et al.*, 1994; *Stevens et al.*, 1996; *Ackerman et al.*, 2004). Les modèles couplés LES-BIN sont cependant très utiles pour développer et tester des paramétrisations simplifiées de la microphysique, tels que les schémas *BULK*.

Les schémas *BULK*, beaucoup moins coûteux en temps de calcul, sont développés afin de

pouvoir représenter les processus microphysiques autant pour des simulations à résolution fine, que pour des simulations à échelle régionale ou globale. Ils décrivent les hydrométéores par des grandeurs intégrales, sans considérer le détail de leur distribution dimensionnelle.

Suivant le type de nuage auquel ils s'adressent (nuages chauds convectifs, nuages de couche limite, cirrus), les schémas *BULK* prédefinisent différentes espèces de particules : gouttelettes nuageuses, gouttes de pluie, cristaux de glace primaire, grêle et neige. Il existe deux types de schémas *BULK* : les schémas à un moment, qui calculent seulement le contenu en eau de chaque espèce de particules et les schémas à plusieurs moments. Parmi ceux-ci, les plus fréquemment utilisés sont les schémas à deux moments. Ces schémas calculent la concentration en nombre et le contenu en eau de chaque espèce de particules. Pour chacune des espèces, la forme de la distribution dimensionnelle est prescrite en utilisant des fonctions analytiques paramétrées de type gamma ou lognormale, dont les moments s'écrivent directement en fonction des paramètres. Les équations pronostiques nécessaires pour calculer l'évolution du contenu en eau et de la concentration des particules pour les différentes espèces sont exprimées en fonction de ces moments de la distribution dimensionnelle. Pour calculer l'évolution de la concentration et du contenu en eau de chaque espèce, il faut prendre en compte les termes sources et puits dus aux échanges entre les mailles du modèle (advection et sédimentation) et dus aux échanges entre espèces à l'intérieur de la maille.

Dans les schémas *BULK* à deux moments développés pour les nuages chauds, la concentration des particules d'aérosol activées est obtenue en utilisant une paramétrisation de l'activation des CCN, telle que celles développées par *Twomey* (1959); *Cohard et al.* (1998); *Abdul-Razzak et al.* (1998); *Ghan et al.* (1997). Ce type de formulation déduit la concentration des particules d'aérosol activées à partir de leur spectre d'activation et en utilisant un diagnostic de la sursaturation dans la maille. Le rapport de mélange en eau liquide est en général dérivé d'un ajustement à la saturation : à chaque pas de temps, il est considéré que toute la masse de vapeur sursaturée disponible dans une maille est instantanément condensée, et réciproquement pour l'évaporation. Cet ajustement n'est valable qu'en présence de très petits hydrométéores. Il ne doit pas être appliqué aux gouttes précipitantes dont le temps d'évaporation est plus grand.

L'eau liquide est séparée en deux espèces de particules : eau nuageuse (ou gouttelettes nuageuses) et eau précipitante (ou gouttes de pluie). La définition de la séparation entre les deux espèces est variable selon les schémas. Ce rayon seuil peut varier entre 20 et 100  $\mu\text{m}$ , ce qui représente la gamme de rayon où la vitesse de chute d'une particule croît rapidement. La séparation permet donc d'affecter à chaque espèce une vitesse de chute plus représentative des hydrométéores qui la composent. Les particules plus petites que le seuil grossissent principalement par condensation de la vapeur, tandis qu'au-dessus du seuil la collection devient prépondérante.

Pour chacune des deux espèces, le terme source/puits dû au processus de collection est écrit comme la somme de deux termes : le taux d'autoconversion et le taux d'accrétion. L'autoconversion correspond à la collection des gouttelettes nuageuses entre elles pour former des gouttes, tandis que l'accrétion représente la collection des gouttelettes nuageuses par les gouttes de pluie. Notons que ces deux termes ne sont pas des processus physiques mais des représentations différentes et complémentaires du processus de collection pour les schémas *BULK*. Ce sont donc des termes propres à la modélisation. Il faudrait aussi noter que la discrimination entre autoconversion et accrétion n'est pas nécessaire dans les schémas *BIN*, puisque les processus de collection sont explicitement traités en terme d'intégrales stochastiques. Certains schémas *BULK* prennent en compte également la *self-collection* des gouttelettes nuageuses (gouttes de pluie), c'est-à-dire le processus par lequel des gouttelettes nuageuses (gouttes de pluie) se collectent entre elles pour



donner de l'eau nuageuse (eau de pluie).

La principale différence entre les schémas *BULK* à deux moments développés pour les nuages chauds réside dans le choix du seuil qui sépare les deux espèces d'hydrométéores et dans la manière de paramétrer le taux d'autoconversion. Certains schémas utilisent un seuil pour la paramétrisation du taux d'autoconversion. La présence d'un seuil traduit la non-linéarité du phénomène de collection, à savoir que les gouttelettes nuageuses doivent atteindre un certain diamètre pour que leur vitesse de chute devienne significative et que s'amorce la collection. Dans la plupart des schémas ce seuil se traduit par une fonction Heaviside appliquée sur le contenu en eau nuageuse (*Kessler*, 1969) ou sur d'autres grandeurs caractéristiques de la distribution (par exemple sur le rayon volumique moyen (*Tripoli et Cotton*, 1980)). D'autres schémas n'utilisent pas de seuil (*Beheng*, 1994; *Khairoutdinov et Kogan*, 2000). Il faut souligner que l'autoconversion a un impact crucial sur la paramétrisation de la pluie, puisqu'elle sert à initialiser le rapport de mélange en eau de pluie. Il a été montré que le taux d'autoconversion peut varier de quelques ordres de grandeur d'un schéma à l'autre pour le même contenu en eau nuageuse (*Cotton et Anthes*, 1989). Ces différences proviennent de la méthodologie utilisée pour développer les paramétrisations et des hypothèses faites sur la forme des distributions dimensionnelles ou sur le seuil de séparation entre nuage et pluie. Le choix de la paramétrisation utilisée pour l'autoconversion est particulièrement important dans le cas de simulations de nuage stratocumulus parce qu'il sont peu précipitants. Dans les nuages plus profonds, l'accrétion prend rapidement le relais de l'auto-conversion pour la formation de la pluie, et le choix de la formulation d'auto-conversion est moins critique.

### 3.1.3 Représentation du transfert radiatif

La plupart des modèles LES utilisent des paramétrisations ou codes de transfert radiatifs uni-dimensionnels pour calculer le taux de réchauffement ou de refroidissement produit par les rayonnements solaire et infrarouge. Chaque colonne est traitée indépendamment. Il a été montré que l'utilisation de cette hypothèse n'introduit pas d'erreurs significatives dans le calcul des flux radiatifs à l'échelle du champs nuageux. Par exemple, *Chosson* (2006), a montré avec le modèle Meso-NH que l'impact de cette hypothèse sur le calcul de l'albédo des stratocumulus marins était de l'ordre de quelques pourcents.

Les schémas radiatifs 1D utilisés dans les LES sont souvent des codes 'à  $n$  - flux' qui utilisent un système de  $n$  équations différentielles linéaires couplées pour calculer les flux radiatifs. Ces flux radiatifs sont ensuite utilisés pour calculer le taux de réchauffement de l'atmosphère. En outre, des méthodes différentes sont employées pour traiter le rayonnement infrarouge (ou de grandes ondes, LW) et le rayonnement solaire (ou d'ondes courtes, SW). L'avantage des codes 'à  $n$ -flux' est qu'ils sont beaucoup moins coûteux en temps de calcul que les codes radiatifs qui résolvent explicitement l'équation de transfert radiatif à l'aide des ordonnées discrètes ou des harmoniques sphériques, ou que les modèles de type Monte-Carlo qui décrivent le déplacement stochastique de chaque photon. Dû à leur coût numérique extrêmement élevé, les modèles de transfert radiatif multi-dimensionnel ne peuvent pas être couplés on-line à un modèle LES.

## 3.2 Le modèle Meso-NH en mode LES

Meso-NH est un modèle non-hydrostatique à aire limitée qui a été développé conjointement par le Laboratoire d'Aérodynamique (LA) et Météo-France (CNRM). Ce modèle est destiné à simuler

les mouvements atmosphériques depuis l'échelle méso-alpha (l'échelle de fronts) jusqu'à la micro-échelle (l'échelle de la turbulence). Une description détaillée du modèle est donnée par *Lafore et al.* (1998) et sur le site web : [www.aero.obs-mip.fr/mesonh/](http://www.aero.obs-mip.fr/mesonh/).

Dans cette étude nous avons utilisé le modèle Méso-NH en configuration LES, avec une résolution de quelques dizaines de mètres, pour simuler différents cas de nuages de couche limite de type stratocumulus. Pour effectuer des simulations réalistes, il a fallu d'abord choisir un jeu adéquat et cohérent de paramétrisations pour les différents processus qui décrivent l'interaction dynamique-microphysique-rayonnement. Pour cela un grand nombre de tests initiaux ont été menés et des modifications ont été apportées au code. Le schéma de turbulence, le schéma microphysique et le code radiatif sont des éléments clés pour reproduire l'évolution d'un système nuageux. Ainsi, dans les paragraphes suivants nous allons décrire ces trois parties du modèle, telles qu'elles ont été utilisées lors de notre étude.

La configuration retenue pour nos simulations utilise le système anélastique d'équations de *Lipps et Hemler* (1982) et un schéma de turbulence 3D avec une fermeture de l'ordre un et demie (*Cuxart et al.*, 2000). Les flux de surface de chaleur sensible et de chaleur latente sont proportionnels aux différences entre la température de la mer et la température de l'air à la surface et entre l'humidité spécifique de saturation et l'humidité spécifique de l'air, respectivement. Le coefficient de proportionnalité est calculé selon la représentation de *Charnock* (1955) pour la longueur de rugosité. Le calcul de ce coefficient tient compte de la stabilité thermique près de la surface.

### 3.2.1 Schéma de turbulence

Méso-NH dispose d'un schéma de turbulence qui a été conçu pour être utilisé en tant que modèle 3D de turbulence sous-maille dans les simulations à résolution fine. Ce schéma peut être également utilisé comme paramétrisation 1D pour les simulations à échelle régionale (*Cuxart et al.*, 2000). Les deux configurations diffèrent seulement dans la représentation de la longueur de mélange. La formulation de *Deardorff* (1980a) est choisie pour les simulations LES et celle de *Bougeault et Lacarrère* (1989) pour les simulations à méso-échelle.

Ce schéma est basé sur le système complet d'équations pour les moments d'ordre deux des flux turbulents (*Deardorff*, 1973) et suit le modèle proposé par *Redelsperger et Sommeria* (1981). Une équation pronostique est ainsi retenue pour l'énergie cinétique turbulente (TKE), alors que les autres moments d'ordre deux sont exprimés à l'aide d'un système simplifié d'équations qui suit les hypothèses de *Sommeria* (1973). Les équations sont écrites avec les variables  $\theta_l$  et  $q_t$ , conservatives lors des processus de condensation/évaporation.

L'équation de la TKE permet la représentation du transport turbulent et la prise en compte de la stabilité thermique dans le calcul des flux de quantité de mouvement,

$$\begin{aligned} \frac{\partial e}{\partial t} = & -\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho_{ref} \overline{u_k' e}) - \overline{u_i' u_k'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} + \frac{g}{\theta_{vref}} \cdot \delta_{i3} \cdot \overline{u_i' \theta_v'} \\ & - \frac{1}{\rho_{ref}} \cdot \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot (C_e \cdot \rho_{ref} \cdot L \cdot e^{1/2} \cdot \frac{\partial e}{\partial x_j}) - C_\epsilon \frac{e^{3/2}}{L}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

où l'énergie cinétique turbulente est donnée par la somme des carrés des fluctuations des composantes de la vitesse du vent, soit  $e = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ ;  $u, v, w$  sont les modules de la vitesse du vent dans les directions  $x, y, z$ ;  $\theta_{vref}$  et  $\rho_{ref}$  représentent la température virtuelle potentielle et

la densité de l'état de référence;  $\delta_{i,j}$  est le tenseur de Kronecker;  $L$  est la longueur de mélange;  $C_e$  et  $C_\epsilon$  sont des constantes nécessaires pour fermer le système d'équations.

Les termes de transport turbulent et de dissipation (termes 4 et 5 dans la partie droite de l'équation 3.1) suivent des formulations traditionnelles (*Lilly, 1966; Deardorff, 1980a; Redelsperger et Sommeria, 1981*). Ils dépendent de la longueur de mélange et de la TKE. Les constantes et les fonctions de stabilité (en air humide et en air saturé), intervenant dans le calcul des moments d'ordre deux, sont celles qui ont été proposées par *Redelsperger et Sommeria (1981)* (voir *Sanchez et Cuxart (2004)* ou *Cuxart et al. (2000)* pour une description détaillée).

Dans le modèle original de *Deardorff (1980a)*, la longueur de mélange ( $L$ ) est égale à la racine cubique du volume de la maille dans les zones thermiquement instables. Elle diminue dans les zones stables, où elle est exprimée en fonction de l'énergie cinétique turbulente sous-maille  $e$  et de la stabilité thermique, soit,

$$L = 0.76 \cdot e^{1/2} \cdot \left( \frac{g}{\theta_{vref}} \cdot \frac{\partial \theta_l}{\partial z} \right)^{-1/2}. \quad (3.2)$$

Méso-NH suit *Deardorff (1980a)* et utilise le gradient de  $\theta_l$  pour déterminer les régions de stabilité thermique. La longueur de mélange est donc diminuée dans toutes les régions où  $\partial \theta_l / \partial z > 0$ . Pourtant, comme  $\theta_l$  ne dépend pas de la quantité de vapeur, cette méthode de calcul de la stabilité ne tient pas compte de la vapeur d'eau. De ce fait, ce critère de stabilité n'est pas approprié pour les zones situées en dehors du nuage. Pour éliminer cet inconvénient, nous avons utilisé pour nos simulations le critère de stabilité plus complexe, décrit ci-dessous. Ce critère traite aussi bien les régions nuageuses que les régions d'air clair.

Dans l'air humide non saturé la positivité du gradient de température virtuelle potentielle est un critère suffisant pour établir les zones stables. Néanmoins, dans le nuage, la libération de chaleur latente lors des processus de condensation/évaporation doit être prise en compte lors du calcul de la stabilité statique.

*Cuijpers et Duynkerke (1993)* écrivent le flux de flottabilité dans une CLN en fonction des flux des variables thermodynamiques conservées dans l'air saturé,

$$\overline{w'\theta_v'} = A_{d,m} \overline{w'\theta_l'} + B_{d,m} \overline{w'q_t'}, \quad (3.3)$$

où les coefficients  $A$ ,  $B$  ont des valeurs différentes dans l'air humide ( $A_d$ ,  $B_d$ ) et dans l'air saturé ( $A_m$ ,  $B_m$ ). Ces coefficients changent légèrement d'une formulation à l'autre à cause des approximations faites lors de la dérivation de cette relation (*Sommeria et Deardorff, 1977; Deardorff, 1980a; Redelsperger et Sommeria, 1981; Cuxart et al., 2000*).

*Lenderink et Holtslag (2004)* et *Jones (2005)* utilisent cette formulation du flux de flottabilité et définissent la stabilité statique en fonction des gradients de  $\theta_l$  et  $q_t$ ,

$$\frac{g}{\theta_{vref}} \cdot \frac{\partial \theta_v}{\partial z} \approx N^2 = c_f \left( A_m \frac{\partial \theta_l}{\partial z} + B_m \frac{\partial q_t}{\partial z} \right) + (1 - c_f) \left( A_d \frac{\partial \theta_l}{\partial z} + B_d \frac{\partial q_t}{\partial z} \right), \quad (3.4)$$

où  $c_f$  vaut 1 dans l'air saturé et 0 dans l'air humide;  $N$  est la fréquence Brunt-Vaisala et les coefficients  $A_{d,m}$ ,  $B_{d,m}$  sont ceux de *Cuijpers et Duynkerke (1993)*.

L'avantage de ce critère est qu'il assure la prise en compte de la libération de chaleur latente dans l'air saturé. De plus, il revient essentiellement au calcul de la stabilité en fonction de  $\theta_v$  dans l'air humide non saturé. Dans les schémas de turbulence sous-maille, utilisant une longueur de mélange type *Deardorff*, les zones stables peuvent être donc définies comme les régions où

$\frac{g}{\theta_{vref}} \cdot \frac{\partial \theta_v}{\partial z}$ , ainsi calculé, est positif.

### 3.2.2 Schéma d'advection

Une des conclusions de l'étude d'intercomparaison des codes LES sur le cas du stratocumulus marin observé lors du vol 01 (Research Flight 01) de la campagne DYCOMS-II (*Stevens et al.*, 2003a) est que les schémas qui utilisent des différences finies centrées pour traiter l'advection verticale montrent de meilleures performances dans la zone d'inversion. Les gradients forts enregistrés au sommet de la couche limite sont mieux reproduits grâce à la non-diffusivité de ce type de schéma. Cela permet de maintenir le gradient de l'inversion et de limiter ainsi le mélange turbulent, à une échelle inférieure à la maille, au sommet du nuage.

Des simulations effectuées avec la configuration LES de Méso-NH (*Cuxart et Jimenez*, 2005) pour le cas d'une couche limite sèche montrent que la restitution de l'inversion thermique située au sommet de la couche limite est très sensible au choix du schéma d'advection verticale. Le schéma d'advection centré d'ordre deux positivement défini (FCT2ND - Flux Corrected Transport Scheme) permet d'obtenir des résultats plus satisfaisants que le schéma 'upstream' de premier ordre (MPDATA - Multidimensional Positive Definite Advection Transport Algorithm). Cela est principalement dû au fait que ce dernier est beaucoup plus diffusif pour toutes les variables thermodynamiques.

Les différences entre les résultats obtenus avec les deux schémas deviennent plus marquées pour le cas d'une couche limite nuageuse. Pour ce type de situation, l'affaiblissement du gradient de l'inversion favorise le renforcement de l'entraînement de l'air chaud et sec de l'inversion dans le nuage, menant ainsi à une dissipation plus rapide de la couche nuageuse. Dans ces conditions, il est essentiel de maintenir l'intensité de l'inversion lorsqu'on souhaite reproduire correctement la dynamique de la couche limite nuageuse. Un test de sensibilité au choix du schéma d'advection, effectué avec la configuration LES de Méso-NH pour le cas d'un nuage stratocumulus non-précipitant (le nuage observé lors de la campagne FIRE I (*Hignett*, 1991)), a prouvé l'intérêt d'utiliser le schéma centré FCT2ND afin de reproduire de manière satisfaisante l'évolution diurne de la couche limite nuageuse. Les résultats de ce test seront montrés dans le chapitre 4 de ce manuscrit qui présentera la validation de la configuration LES de Méso-NH (paragraphe 4.1.2).

### 3.2.3 Schéma microphysique

Plusieurs schémas microphysiques *BULK* à deux espèces liquides (nuage et pluie) sont implémentés dans Méso-NH :

- un schéma à un moment pour les nuages chauds qui utilise la paramétrisation de *Kessler* (1969) pour calculer le contenu en eau de pluie ;
- un schéma à deux moments pour les nuages chauds développé par *Cohard et Pinty* (2000b) (C2R2) ;
- un schéma pour les nuages de glace (ICE3) avec des espèces spécifiques pour la glace ;
- un schéma à deux moments basé sur le schéma *BULK* de *Khairoutdinov et Kogan* (2000), qui a été spécialement conçu par *Geoffroy* (2007) pour des simulations LES de nuages de couche limite faiblement précipitants.

Pour l'étude des stratocumulus, la paramétrisation de *Khairoutdinov et Kogan* (2000) semble en effet un bon compromis. La limite entre la classe nuageuse et la classe bruine est définie à 25  $\mu\text{m}$  en rayon, ce qui permet de bien simuler la formation de la bruine dont le rayon dépasse rarement la centaine de microns. De plus, les coefficients des paramétrisations ont été ajustés empiriquement à l'aide des spectres réalistes. Ces derniers proviennent en effet de simulations de stratocumulus réalisées avec un schéma *BIN* à fine résolution en rayon. Enfin, ce schéma est à deux moments et il prend donc en compte l'impact de la concentration des particules d'aérosol

sur l'efficacité des précipitations.

En conséquence, le schéma basé sur les paramétrisations de *Khairoutdinov et Kogan* (2000) est utilisé pour les simulations effectuées dans cette étude. Ce schéma a été validé par *Geoffroy* (2007) pour des cas de stratocumulus précipitants observés lors des campagnes DYCOMS-II (*Stevens et al.*, 2003a) et ACE-2 (*Brenquier et al.*, 2000). Il utilise 5 variables prognostiques qui sont les concentrations de particules d'aérosol activées  $N_a$  (particules/cm<sup>3</sup>), de gouttelettes nuageuses  $N_c$  (particules/cm<sup>3</sup>) et de gouttes de bruine  $N_r$  (particules/cm<sup>3</sup>), et les rapports de mélange en eau nuageuse  $r_c$  et en eau précipitante  $r_r$  (kg/kg). Les équations de conservation pour chacune de ces variables s'écrivent de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial N_a}{\partial t} &= \left( \frac{\partial N_a}{\partial t} \right)_{PNM} + \left( \frac{\partial N_a}{\partial t} \right)_{ACT} + \left( \frac{\partial N_a}{\partial t} \right)_{EVAPC}, \\
\frac{\partial N_c}{\partial t} &= \left( \frac{\partial N_c}{\partial t} \right)_{PNM} + \left( \frac{\partial N_c}{\partial t} \right)_{ACT} + \left( \frac{\partial N_c}{\partial t} \right)_{SEDC} + \left( \frac{\partial N_c}{\partial t} \right)_{AUTO} + \left( \frac{\partial N_c}{\partial t} \right)_{ACCR} \\
&\quad + \left( \frac{\partial N_c}{\partial t} \right)_{EVAPC}, \\
\frac{\partial r_c}{\partial t} &= \left( \frac{\partial r_c}{\partial t} \right)_{PNM} + \left( \frac{\partial r_c}{\partial t} \right)_{ACT} + \left( \frac{\partial r_c}{\partial t} \right)_{SEDC} + \left( \frac{\partial r_c}{\partial t} \right)_{AUTO} + \left( \frac{\partial r_c}{\partial t} \right)_{ACCR} \\
&\quad + \left( \frac{\partial r_c}{\partial t} \right)_{COND} + \left( \frac{\partial r_c}{\partial t} \right)_{EVAPC}, \\
\frac{\partial N_r}{\partial t} &= \left( \frac{\partial N_r}{\partial t} \right)_{PNM} + \left( \frac{\partial N_r}{\partial t} \right)_{SEDR} + \left( \frac{\partial N_r}{\partial t} \right)_{AUTO} + \left( \frac{\partial N_r}{\partial t} \right)_{ACCR} + \left( \frac{\partial N_r}{\partial t} \right)_{EVAPR}, \\
\frac{\partial r_r}{\partial t} &= \left( \frac{\partial r_r}{\partial t} \right)_{PNM} + \left( \frac{\partial r_r}{\partial t} \right)_{SEDR} + \left( \frac{\partial r_r}{\partial t} \right)_{AUTO} + \left( \frac{\partial r_r}{\partial t} \right)_{EVAPR},
\end{aligned} \tag{3.5}$$

où PNM représente la contribution des Processus Non Microphysiques, et ACT, SEDC, SEDR, AUTO, ACCR, COND, EVAPC, EVAPR, celles des processus microphysiques, c'est à dire respectivement, activation, sédimentation de l'eau nuageuse, sédimentation de l'eau de bruine, autoconversion, accréation, condensation et évaporation de l'eau nuageuse et évaporation de l'eau de bruine. Afin de fermer ce système d'équations, les termes relatifs aux processus microphysiques de la partie droite sont paramétrés en fonction des grandeurs pronostiques. La paramétrisation de ces processus est détaillée dans les paragraphes suivants.

### Formation de l'eau nuageuse

Les processus d'activation et de condensation sont les principaux termes sources respectivement de la concentration des gouttelettes nuageuses et du rapport de mélange en eau nuageuse. La valeur de leur taux dépend en partie de la thermodynamique et plus exactement de la sursaturation locale. Le taux de condensation/évaporation est sensible à la valeur moyenne de la sursaturation et le taux d'activation à sa valeur pic. Dans les stratocumulus, du fait des valeurs réduites de la vitesse verticale (inférieures à 1 m/s), les valeurs maximales de la sursaturation ambiante sont faibles, de l'ordre de 0.01 % à 1 %.

L'activation des noyaux de condensation (CCN) est traitée selon *Cohard et al.* (1998). Ce schéma représente une extension de l'ancienne paramétrisation de *Twomey* (1959) pour des spectres d'activation plus réalistes (*Cohard et al.*, 2000a). Une loi lognormale est considérée

pour la distribution des CCN et le spectre d'activation est décrit par :

$$N_{CCN} = C s_{max}^k \cdot F\left(\mu, \frac{k}{2}, \frac{k}{2} + 1, \beta s_{max}^2\right), \quad (3.6)$$

où  $N_{CCN}$  est la concentration de CCN activables (particules/cm<sup>3</sup>) à la sursaturation maximale diagnostiquée pour une vitesse verticale donnée ( $s_{max}$ ),  $F(a,b,c,x)$  est la fonction hypergéométrique (*Press et al.*, 1992),  $C$  est la concentration totale de CCN activables à une sursaturation infinie (particules/cm<sup>3</sup>), tandis que  $\mu$ ,  $k$ ,  $\beta$  sont des paramètres ajustables qui correspondent à différents types d'aérosol, continental ou maritime. Une fois le maximum de sursaturation atteint, pour activer des nouvelles gouttelettes, il faut atteindre une valeur de sursaturation supérieure, permettant l'activation de CCN à caractère moins hygroscopique. Ainsi, il faut garder une mémoire de la sursaturation maximum. Pour cela, *Cohard et al.* (2000a) introduisent une variable pronostique supplémentaire,  $N_a$ , qui représente la concentration des CCN activés à l'instant  $t$  :

$$N_a(t) = \max(N_a(t - dt), N_{CCN}(t)). \quad (3.7)$$

Cette variable a été rajoutée au lieu d'utiliser la variable  $N_c$  parce que la concentration des gouttelettes nuageuses est modifiée par la collection et la sédimentation de l'eau nuageuse. On peut noter que  $N_a$  est remis à 0 lorsque  $N_c$  est remis à 0 (évaporation de toute l'eau nuageuse).

Le terme source en concentration dû à l'activation s'écrit alors comme la différence entre le nombre de CCN activables à la sursaturation maximum diagnostiquée dans la maille et le nombre de CCN déjà activés dans la maille,

$$\left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_{ACT} = \max(0, N_{CCN}(t) - N_a(t - dt)) / \Delta t. \quad (3.8)$$

Les processus de condensation/évaporation sont traités implicitement par un ajustement à la saturation (*Langlois*, 1973; *Cohard et Pinty*, 2000b). Connaissant la température, la pression et le contenu en eau totale dans une maille, cet ajustement permet de diagnostiquer la quantité d'eau à condenser ou évaporer en supposant que cette dernière correspond à la différence entre la quantité d'eau totale disponible (sans prendre en compte la pluie) et le contenu en vapeur d'eau saturant. Le taux de condensation est obtenu en résolvant l'équation suivante,

$$(T - T^*) + \frac{L_v(T)}{C_{ph}}(r_{vs} - r_v^*) = 0, \quad (3.9)$$

où  $T^*$  et  $r_v^*$  sont des valeurs intermédiaires pour la température et le rapport de mélange en eau vapeur, obtenues après intégration de tous les autres processus explicites ;  $r_{vs}(T)$  est le rapport de mélange en vapeur d'eau saturant ;  $L_v(T)$  est la chaleur latente de vaporisation et  $C_{ph}$  la capacité calorifique de l'air nuageux. Dans ces conditions le taux de condensation est donné par :

$$\left(\frac{\partial r_c}{\partial t}\right)_{COND} = \max(r_c, r_v^* - r_{vs}(T)) / \delta t. \quad (3.10)$$

### Sédimentation des gouttelettes nuageuses

Pour le calcul du transfert radiatif et de la sédimentation des gouttelettes nuageuses, il est nécessaire de connaître d'autres moments de la distribution des gouttelettes que leur concentration et leur contenu en eau. Les moments d'ordre 2 et 5 sont utilisés pour paramétrer

la sédimentation des gouttelettes, et le rayon effectif<sup>2</sup> est nécessaire pour le code radiatif. Pour représenter la distribution dimensionnelle des gouttelettes, on utilise donc une loi gamma généralisée. Statistiquement, cette loi s'ajuste bien aux distributions observées, et elle permet de calculer analytiquement chacun des moments de la distribution à partir de ses paramètres,

$$n_c(D) = N_c \frac{\alpha}{\Gamma(\nu)} \lambda^{\alpha\nu} D^{\alpha(\nu-1)} \exp(-(\lambda D)^\alpha), \quad (3.11)$$

où  $\Gamma(x)$  est la fonction gamma et  $D$  est le diamètre des gouttelettes. Le paramètre  $\lambda$  est donné par :  $\lambda = \left( \pi/6 \cdot \rho_w \cdot \frac{\Gamma(\nu + 3/\alpha)}{\Gamma(\nu)} \frac{N_c}{\rho_a r_c} \right)^{1/3}$ , où  $\rho_w$  et  $\rho_a$  sont les densités de l'eau et de l'air, respectivement. En utilisant les spectres de gouttelettes mesurés pendant la campagne ACE-2, *Geoffroy* (2007) a sélectionné les valeurs  $\alpha = 3$  et  $\nu = 2$  qui minimisent les écarts entre les moments observés et calculés.

La sédimentation des gouttelettes nuageuses est traitée suivant *Cohard et Pinty* (2000b) en supposant une vitesse de Stokes ( $v = kr^2$ , où  $k$  est une constante et  $r$  est le rayon des gouttelettes) et en supposant une loi gamma généralisée pour la distribution dimensionnelle.

### Processus de collection

L'autoconversion et l'accrétion, qui représentent des termes source pour l'eau de pluie et des termes puits pour l'eau nuageuse, sont paramétrées selon *Khairoutdinov et Kogan* (2000). Ainsi, le taux d'autoconversion est une fonction de la concentration des gouttelettes  $N_c$  et du rapport de mélange en eau nuageuse  $r_c$ . Le taux d'accrétion dépend des rapports de mélange en eau nuageuse et en eau précipitante  $r_c$  et  $r_r$ ,

$$\left( \frac{\partial r_r}{\partial t} \right)_{AUTO} = - \left( \frac{\partial r_c}{\partial t} \right)_{AUTO} = 1350 \cdot r_r^{2.47} \cdot N_c^{-1.79}, \quad (3.12)$$

$$\left( \frac{\partial r_r}{\partial t} \right)_{ACCR} = - \left( \frac{\partial r_c}{\partial t} \right)_{ACCR} = 67 \cdot (r_c \cdot r_r)^{1.15}. \quad (3.13)$$

Le terme source pour la concentration des gouttes de pluie dû à l'autoconversion est calculé en considérant que les gouttes formées ont un rayon  $r_0$  de  $25\mu m$ ,

$$\left( \frac{\partial N_r}{\partial t} \right)_{AUTO} = \frac{(\frac{\partial r_r}{\partial t})_{AUTO}}{4\pi\rho_w \cdot r_0^3/3\rho_a}. \quad (3.14)$$

La collection des gouttelettes nuageuses par les gouttes de pluie détermine une augmentation de la masse de ces dernières mais n'affecte pas leur concentration. C'est pourquoi il n'y a pas de terme source pour  $N_r$  par accrétion.

La réduction de la concentration des gouttelettes due à la formation de la pluie, par autoconversion ou par accrétion, est prise en compte en supposant que les gouttelettes collectées ont un rayon égal au rayon volumique moyen  $r_{vc}$ ,

$$\left( \frac{\partial N_c}{\partial t} \right)_{AUTO/ACCR} = \frac{(\frac{\partial r_r}{\partial t})_{AUTO/ACCR}}{4\pi\rho_w \cdot r_{vc}^3/3\rho_d}. \quad (3.15)$$

Le rayon volumique moyen est calculé comme :  $r_{vc} = \left( \frac{3r_c}{4\pi\rho_w N_c} \right)^{1/3}$ .

---

<sup>2</sup>Le rayon effectif est défini par le rapport entre les moments d'ordre 3 et 2 de la distribution des gouttelettes.

### Condensation, évaporation et sédimentation de l'eau de pluie

La variation du contenu en eau précipitante due au processus de condensation/évaporation est donnée par :

$$\left(\frac{\partial r_r}{\partial t}\right)_{EVAPR} = 3C_{evap}G(T,p)(4\pi\rho_w/3\rho_d)^{2/3}r_r^{1/3}N_r^{2/3}S, \quad (3.16)$$

où  $C_{evap} = 0.86$ ,  $S$  est la supersaturation,  $G(T,p)$  est le coefficient de l'équation de croissance des gouttelettes par condensation (*Khairoutdinov et Kogan*, 2000). Quant au taux d'évaporation de la concentration des gouttes de bruine, *Khairoutdinov et Kogan* (2000) proposent l'expression suivante :

$$\left(\frac{\partial N_r}{\partial t}\right)_{EVAPR} = \frac{N_r}{r_r} \left(\frac{\partial r_r}{\partial t}\right)_{EVAPR}. \quad (3.17)$$

Selon *Khairoutdinov et Kogan* (2000), les vitesses de sédimentation pour le rapport de mélange de l'eau précipitante, ainsi que pour la concentration des gouttes de pluie, ne dépendent que du rayon volumique moyen des gouttes de pluie ( $r_{vr}$  en  $\mu\text{m}$ ),

$$\begin{aligned} V_{N_r} &= 0.007 \cdot r_{vr} - 0.1, \\ V_{r_r} &= 0.012 \cdot r_{vr} - 0.2. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Ces vitesses sont utilisées pour calculer les flux de sédimentation de  $r_r$  et de  $N_r$ ,

$$\begin{aligned} F_{N_r} &= V_{N_r}N_r, \\ V_{r_r} &= V_{r_r}r_r, \end{aligned} \quad (3.19)$$

et pour déterminer ainsi les taux de sédimentation du rapport de mélange de l'eau précipitante et de la concentration des gouttes de pluie :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial N_r}{\partial t}\right)_{SEDR} &= \left(\frac{\partial F_{N_r}}{\partial z}\right), \\ \left(\frac{\partial r_r}{\partial t}\right)_{SEDR} &= \left(\frac{\partial F_{r_r}}{\partial z}\right). \end{aligned} \quad (3.20)$$

#### 3.2.4 Code de transfert radiatif

Méso-NH utilise le code du Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme (CEP ou ECMWF) pour traiter le transfert radiatif (*Morcrette*, 1991). Ce code est un modèle radiatif 1D qui néglige l'interaction entre les colonnes. Il se base sur une méthode à deux flux, ce qui suppose la séparation des flux radiatifs en une partie montante et une partie descendante. Des méthodes différentes sont utilisées pour traiter l'équation de transfert radiatif pour le rayonnement solaire (SW) et pour le rayonnement infrarouge thermique (LW). Le schéma fournit donc les flux montants et descendants dans les deux régions du spectre. Dans le calcul des flux radiatifs, sont pris en compte les processus d'absorption/émission du rayonnement LW et la réflexion, la diffusion et l'absorption du rayonnement SW par l'atmosphère et par la surface terrestre. Il faut aussi noter que les flux sont calculés différemment pour des conditions de ciel clair et de ciel nuageux.



Les variations de température dues au rayonnement sont calculées en fonction de la divergence des flux nets SW/LW,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{g}{C_{ph}} \frac{\partial F_{SW/LW}}{\partial p}, \quad (3.21)$$

où  $T$  est la température,  $g$  est l'accélération gravitationnelle,  $C_{ph}$  est la capacité calorifique de l'air humide,  $p$  est la pression atmosphérique. Les flux nets LW ou SW,  $F_{SW/LW}$ , sont la somme de la partie ascendante ( $F \uparrow$ ) et de la partie descendante ( $F \downarrow$ ) du flux.

Les propriétés optiques des nuages, autant LW que SW, sont calculées par une interface qui calcule également les variables d'entrée du code radiatif à partir des variables Méso-NH. Cette interface fait ainsi le lien entre le modèle LES et le schéma de rayonnement.

### Rayonnement infrarouge

Pour déterminer les flux des ondes longues, le code utilise une méthode d'émissivité par bandes spectrales, considérant six intervalles compris entre 0 et  $2200 \text{ cm}^{-1}$ . Ces régions spectrales correspondent aux différentes bandes d'absorption des principaux gaz à effet de serre : l'eau, le  $\text{CO}_2$  et l'ozone. La dépendance des coefficients d'absorption des gaz avec la température et la pression est représentée selon *Morcrette et al.* (1986).

En présence de nuages, le calcul des flux LW montant et descendant tient compte de l'absorption, mais néglige la diffusion du rayonnement LW par les gouttelettes nuageuses. Les flux sont calculés en représentant chaque couche nuageuse par un corps gris plan parallèle d'émissivité  $\epsilon$ . Cette propriété optique LW des nuages chauds, différente pour les flux  $F \uparrow$  et  $F \downarrow$ , est calculée comme une fonction du contenu intégré en eau liquide (LWP),

$$\epsilon = 1 - \exp(-K_a^{\uparrow\downarrow} \text{LWP}). \quad (3.22)$$

Les coefficients massiques d'absorption pour l'eau condensée  $K_a^{\uparrow\downarrow}$ , calculés séparément pour les flux  $F \uparrow$  et  $F \downarrow$ , dépendent du rayon effectif  $r_{eff}$  des gouttelettes nuageuses. Les valeurs de  $K_a^{\uparrow\downarrow}$  sont données par :

$$K_a^{\uparrow\downarrow}(r_{eff}) = c_1^{\uparrow\downarrow} - c_2^{\uparrow\downarrow} r_{eff}. \quad (3.23)$$

Les deux paramétrisations disponibles dans Méso-NH pour le calcul des propriétés optiques LW des nuages chauds, *Smith et Shi* (1992) et *Savijarvi et Raisanen* (1998), utilisent des valeurs différentes pour les coefficients  $c_1^{\uparrow\downarrow}$  et  $c_2^{\uparrow\downarrow}$ . Il faut noter que pour ces options du code radiatif (le code de LW de Morcrette et les paramétrisations de *Smith et Shi* (1992) ou de *Savijarvi et Raisanen* (1998) pour les propriétés optiques) l'émissivité du nuage ne dépend pas de la longueur d'onde. Des comparaisons entre les flux radiatifs obtenus avec Méso-NH et ceux calculés avec le modèle explicite de transfert radiatif SHDOM (*Evans*, 1998) ont montré que, pour des simulations LES de stratocumulus marin, le biais entre les flux LW de Méso-NH et ceux de SHDOM est sensiblement réduit en utilisant la paramétrisation de *Savijarvi et Raisanen* (1998) au lieu de celle de *Smith et Shi* (1992) (*Thouaron*, 2006). Nous avons également testé la sensibilité du modèle à la représentation de l'émissivité du nuage avec les deux paramétrisations. Les résultats de ce test de sensibilité, effectué pour le cas du cycle diurne du stratocumulus marin observé lors de la campagne FIRE I (*Hignett*, 1991), seront présentés dans le chapitre suivant (paragraphe 4.1.2). Les résultats des travaux de *Thouaron* (2006), ainsi que ceux du test de sensibilité effectué sur le cas FIRE I, démontrent que la paramétrisation de *Savijarvi et Raisanen* (1998) est plus performante que celle de *Smith et Shi* (1992) pour le calcul des propriétés optiques LW d'un stratocumulus. En conséquence, cette paramétrisation a été utilisée pour toutes les simulations effectuées dans cette étude.

## Rayonnement solaire

Le schéma radiatif pour les ondes courtes, basé sur le code développé par *Fouquart et Bonnel* (1980), prend en compte l'absorption et la diffusion du rayonnement solaire par les particules d'aérosol, les gaz et les gouttelettes de nuage. Ce code résout l'équation de transfert radiatif et intègre les flux pour l'intervalle spectral compris entre 0.2 et 4  $\mu m$ . Cet intervalle est divisé en 6 bandes spectrales dont 3 en visible (0.2 - 0.69  $\mu m$ ) et 3 dans l'infrarouge proche (0.69 - 4  $\mu m$ ). Les flux montant et descendant sont calculés en supposant l'atmosphère divisée en couches plan-parallèles homogènes et en tenant compte des réflexions multiples entre les couches adjacentes. Les réflectances et les transmittances de chaque couche, employées dans le calcul des flux, sont calculées séparément pour le ciel clair et pour les nuages. Elles sont obtenues avec l'approximation Delta-Eddington (*Joseph et al.*, 1976), en tenant compte de l'effet combiné des gaz atmosphériques, des particules d'aérosol et des nuages.

Il est considéré que le rayonnement solaire est absorbé par les gaz (la vapeur d'eau, l'ozone et un mélange uniforme de gaz absorbants composé d'oxygène, de dioxyde de carbone, de méthane et d'oxyde d'azote), les particules d'aérosol et les gouttelettes nuageuses. En outre, le rayonnement solaire est diffusé par les molécules (diffusion Rayleigh), les particules d'aérosol et les gouttelettes. Une méthode statistique de séparation des événements de diffusion/absorption ('photon path distribution') est utilisée pour l'absorption des gaz atmosphériques. Ainsi, le schéma calcule la probabilité pour un photon de rencontrer une certaine quantité de gaz absorbants. Le schéma considère également que, ni la vapeur d'eau, ni l'eau liquide, n'absorbent en dessous de 0.69  $\mu m$ .

### 3.2.5 Une nouvelle paramétrisation pour l'albédo de diffusion simple

#### Introduction

L'absorption du rayonnement solaire est un des principaux facteurs qui contrôlent l'amincissement de la couche nuageuse et la réduction de son contenu en eau liquide pendant la journée. Une représentation réaliste de l'absorption du rayonnement solaire dans le nuage s'impose donc lorsqu'on veut simuler le cycle diurne d'une couche limite marine nuageuse.

L'absorption du rayonnement SW par les gouttelettes nuageuses dépend de la composition chimique des particules d'aérosol qui ont formé les gouttelettes. Néanmoins, la plupart des modèles utilisent des paramétrisations qui ne tiennent pas compte de la composition des gouttelettes. Ces paramétrisations utilisent généralement des climatologies pour prescrire l'albédo de diffusion simple. Par exemple, le code opérationnel du ECMWF et Més-NH utilisent la paramétrisation de *Fouquart* (1986) pour représenter les propriétés optiques des nuages chauds. Cette paramétrisation calcule l'épaisseur optique en fonction du rayon effectif des gouttelettes et du contenu intégré en eau nuageuse,

$$\tau = \frac{3LWP}{2r_{eff}\rho_l}, \quad (3.24)$$

où  $\rho_l$  est la densité de l'eau. Le facteur d'asymétrie  $g$  est considéré constant, égal à 0.85 en visible et à 0.92 en proche infrarouge. L'albédo de diffusion simple dépend de l'épaisseur optique et donc du rayon effectif et du contenu en eau,

$$\omega = c_1 - b_1 \cdot \exp(-c_3\tau), \quad (3.25)$$

où  $a$ ,  $b$ ,  $c_1$ ,  $c_2$  et  $c_3$  sont des constantes déterminées par *Bonnel et al.* (1983).

## Description de la nouvelle paramétrisation

Le co-albédo des gouttelettes, qui est égal à  $1 - \omega$ , est une mesure de l'absorption par les particules de nuage. Nos premières simulations LES ont montré que les valeurs du co-albédo des gouttelettes, obtenues (à la longueur d'onde de  $0.55 \mu\text{m}$ ) avec le schéma de *Fouquart* (1986), pour des contenus en eau typiques de stratocumulus, sont comparables aux valeurs du co-albédo de gouttelettes qui contiennent une fraction importante de carbone suie. Ces valeurs (de l'ordre de  $10^{-4}$ )<sup>3</sup> dépassent d'un facteur 500 les valeurs du co-albédo typiques des gouttelettes de stratocumulus marin, formées par des sulfates ou des sels marins (qui sont de l'ordre de  $10^{-7}$ ). L'utilisation de ce type de paramétrisation conduit donc à une surestimation de l'absorption dans un stratocumulus marin.

Pour simuler de manière plus réaliste les nuages stratocumulus marins, il était nécessaire de développer une paramétrisation de l'albédo de diffusion simple (ou SSA, l'acronyme anglais pour Single Scattering Albedo) qui tienne compte de la composition chimique et de la distribution massique de l'aérosol dans les gouttelettes nuageuses. Elle a été développée en partant des travaux de *Chylek et al.* (1988, 1996) et de la paramétrisation du SSA pour des gouttelettes nuageuses contenant du carbone suie de *Chuang et al.* (2002). Cette paramétrisation peut être généralisée pour tout autre type d'inclusion, à condition que les propriétés diélectriques des gouttelettes puissent être estimées à l'aide de l'approximation d'un milieu effectif et de la théorie de Maxwell-Garnett (*Bohren et Hauffman*, 1983). Le travail présenté ci-dessous représente donc une extension de la paramétrisation de *Chuang et al.* (2002) pour différents types d'aérosol contenus dans les gouttelettes.

Les travaux de *Chylek et al.* (1996, 1988) montraient que l'absorption dans une gouttelette qui contient des inclusions de carbone suie disposées aléatoirement, moyennée sur toutes les positions possibles des inclusions, est très proche de l'absorption dans une sphère homogène, calculée avec l'approximation du milieu effectif. La constante diélectrique moyenne d'un milieu inhomogène peut être obtenue avec la loi de Maxwell-Garnett (*Bohren et Hauffman*, 1983). Le SSA de la gouttelette est ensuite calculé à l'aide des lois de l'optique géométrique (*Bohren et Hauffman*, 1983). Il faut noter que l'hypothèse d'une distribution aléatoire des particules de carbone suie dans la gouttelette peut ne pas être valable si les forces gravitationnelles imposent un positionnement préférentiel des inclusions. Néanmoins, pour des particules d'aérosol beaucoup plus petites que les gouttelettes de nuage, les forces gravitationnelles peuvent être négligées et l'hypothèse d'une distribution aléatoire est acceptable.

*Chuang et al.* (2002) ont utilisé cette approche pour calculer l'albédo de diffusion simple des gouttelettes de nuage contenant du carbone suie en fonction de leur diamètre  $d$ , de la fraction de carbone suie  $f$ , de la longueur d'onde  $\lambda$  et de l'indice effectif de réfraction  $m_{eff} = n_{eff} + i \cdot k_{eff}$  ( $n_{eff}$  et  $k_{eff}$  étant la partie réelle et la partie imaginaire du  $m_{eff}$ ). À partir d'une approximation pour le coefficient d'absorption valable pour  $d\delta \ll 1$  où  $\delta = 4\pi k_{eff}/\lambda$ , et considérant qu'à  $\lambda > 2\mu\text{m}$  l'absorption par l'eau domine l'absorption par le carbone suie, *Chuang et al.* (2002) ont exprimé le coefficient d'absorption par :

$$C_{abs} = \frac{\pi}{6} d^3 \frac{\delta [n_{eff}^3 - (n_{eff}^2 - 1)^{3/2}]}{n_{eff}(1 + 0.8d\delta)}. \quad (3.26)$$

---

<sup>3</sup>*Chylek et al.* (1996) estimait que des valeurs de co-albédo de cet ordre de grandeur correspondent à des gouttelettes qui contiennent la plus grande fraction volumique de carbone suie qui a été jamais observée dans des nuages de couche limite.

Le SSA est calculé comme :

$$\omega = 1 - C_{abs}/C_{ext}, \quad (3.27)$$

le coefficient d'extinction étant calculé, en première approximation, par  $C_{ext} = \pi d^2/2$ .

Dans le cas où  $d\delta \gg 1$ , le calcul du SSA devient plus simple,

$$\omega = 1 - \frac{5}{12} \frac{[n_{eff}^3 - (n_{eff}^2 - 1)^{3/2}]}{n_{eff}}. \quad (3.28)$$

Une approche similaire peut être appliquée pour calculer le SSA d'une gouttelette nuageuse contenant différents types d'inclusions, à condition que la loi de Maxwell-Garnett puisse être utilisée pour déterminer la constante diélectrique effective de la gouttelette  $\epsilon_{eff} = m_{eff}^2$ . Cela est possible lorsqu'on l'une des hypothèses suivantes est vérifiée :

1. les particules d'aérosol incluses dans la gouttelettes sont considérées en mélange externe et elles sont censées être sphériques et disposées aléatoirement (*Bohren et Hauffman*, 1983) ;
2. les particules d'aérosol sont considérées en mélange interne et l'inclusion sphérique résultante n'a pas d'emplacement préférentiel près de la surface de la gouttelette (extension des résultats de *Chylek et al.* (1996) pour les inclusions de carbone suie).

Dans un tel cas,  $\epsilon_{eff}$  est donné par la théorie de Maxwell-Garnett, soit,

$$\epsilon_{eff} = \frac{(1 - f)\epsilon_w + \sum_{i=1}^n f_i \beta_i \epsilon_i}{1 - f + \sum_{i=1}^n f_i \beta_i}, \quad (3.29)$$

où  $n$  est le nombre d'inclusions dans la gouttelette,  $\epsilon_w$  est la constante diélectrique de l'eau,  $\epsilon_i$  et  $f_i$  sont la constante diélectrique et la fraction volumique de la  $i^{ème}$  inclusion et  $f = \sum_{i=1}^n f_i$ . Si toutes les inclusions sont sphériques, alors  $\beta_i = (3\epsilon_w)/(\epsilon_i + 2\epsilon_w)$ .

L'implémentation de cette paramétrisation du SSA des gouttelettes nuageuses dans un modèle LES dépend du degré de complexité de la représentation de l'aérosol dans le modèle. Ce schéma peut être implémenté dans trois catégories de modèles (voir annexe A pour détails, *Sandu et al.* (2005)) :

- modèles qui ne disposent que d'une climatologie de l'aérosol ;
- modèles dont le schéma microphysique contient une paramétrisation de l'activation pour divers types d'aérosol (ex. le schéma d'activation de *Cohard et al.* (1998) pour les sulfates ou pour les sels marins) ;
- modèles LES complexes qui incluent un module d'aérosol couplé au schéma microphysique par un schéma d'activation.

La configuration LES de Méso-NH retenue pour cette étude se situe dans la deuxième catégorie de modèles énumérés ci-dessus. En effet, le schéma microphysique utilisé inclut une paramétrisation de l'activation des particules d'aérosol (*Cohard et al.*, 1998), qui traite l'activation des sulfates et des sels marins. Dans ce cas, la fraction volumique d'aérosol contenue dans une gouttelette est obtenue en divisant le volume de la particule d'aérosol par le volume de la gouttelette. Cette fraction est utilisée ensuite pour calculer la constante diélectrique de la gouttelette (Eq. 3.29) et le SSA (Eqs. 3.27 et 3.28).

La nouvelle paramétrisation du SSA a été testée sur le cas du nuage stratocumulus marin non-précipitant observé lors de la campagne FIRE I (*Hignett*, 1991). L'utilisation de la nouvelle technique pour le calcul du SSA des gouttelettes au lieu de la paramétrisation de *Fouquart* (1986) réduit le biais entre les résultats de la simulation et les observations (*Sandu et al.*, 2005). Ce test de sensibilité sera présenté en détail dans le chapitre suivant.

L'intérêt de cette nouvelle paramétrisation des propriétés d'absorption de l'aérosol n'est cependant pas flagrant dans le cas de l'étude présentée ici. En effet, les simulations qui seront discutées par la suite sont toutes limitées au cas d'un aérosol très peu absorbant, comme le sont les sulfates et le sel marin. En fait, nous avons pris le parti d'étudier l'impact de l'aérosol sur le cycle diurne de stratocumulus marins en nous focalisant sur ses propriétés d'activation des gouttelettes. Pour éviter les effets concomitants de l'absorption du rayonnement solaire par les particules d'aérosol interstitielles et activées, nous avons donc choisi un aérosol très peu absorbant. Par la suite, nous étendrons nos travaux aux effets combinés de la microphysique et de l'absorption du rayonnement solaire, tout particulièrement pour évaluer l'impact des feux de bio-masse sur le cycle de vie des nuages de couche limite. La nouvelle paramétrisation du SSA s'inscrit dans cette perspective.

## Chapitre 4

# Validation du modèle LES

### Sommaire

<b>4.1</b>	<b>Cas d'étude : le cycle diurne observé pendant FIRE I</b>	<b>69</b>
<b>4.2</b>	<b>Tests de sensibilité</b>	<b>71</b>
4.2.1	L'albédo de diffusion simple	71
4.2.2	L'émissivité du nuage	73
4.2.3	Le schéma d'advection	74
<b>4.3</b>	<b>Comparaison avec les observations</b>	<b>76</b>
<b>4.4</b>	<b>Conclusions</b>	<b>79</b>

Pour tester et valider un ensemble de paramétrisations cohérentes dans Meso-NH, nous avons sélectionné le cas de cycle diurne de stratocumulus marin non-précipitant observé pendant la campagne FIRE I (14-16 Juillet 1987) au-dessus de l'île San Nicolas (33° 15' N, 119° 30' O). Ce cas avait déjà été utilisé comme cas de référence pour l'exercice d'intercomparaison de modèles LES lors du projet EUROpean Cloud Systems (EUROCS) (*Duynkerke et al.*, 2004). Le jeu complet d'observations et d'analyses disponible dans la littérature (*Hignett*, 1991; *Blaskovic et al.*, 1991; *Duynkerke et Hignett*, 1993), ainsi que les conditions initiales idéalisées définies pendant EUROCS, ont facilité à la fois la préparation de la simulation, et l'analyse des résultats.

Après une description de ce cas et des conditions initiales imposées, les tests de sensibilité qui nous ont permis de déterminer la configuration LES la mieux adaptée aux simulations de stratocumulus marins seront présentés. Les résultats de notre simulation seront ensuite comparés aux observations et avec les résultats des modèles LES qui avaient participé à l'exercice d'intercomparaison d'EUROCS.

### 4.1 Cas d'étude : le cycle diurne de stratocumulus non-précipitant observé pendant FIRE I

Les conditions initiales et les forçages imposés pour l'exercice d'intercomparaison EUROCS sont décrits dans *Duynkerke et al.* (2004). La durée des simulations est de 36 heures, de 0 heure locale (HL), le 14 Juillet, à 12 HL, le 15 Juillet 1987.

Cette simulation est initialisée avec une couche limite parfaitement mélangée. Les profils initiaux des variables thermodynamiques conservatives ( $\theta_l$  et  $q_t$ ) sont donc constants en-dessous

de l'inversion et leur saut au niveau de l'inversion est de 12K pour  $\theta_l$  et de -3g/kg pour  $q_t$ . Au-dessus de l'inversion ( $z > 595\text{m}$ ),  $\theta_l$  et  $q_t$  présentent des gradients constants (Fig. 4.1). À l'instant initial, les composantes du vent sont données par le vent géostrophique, soit :

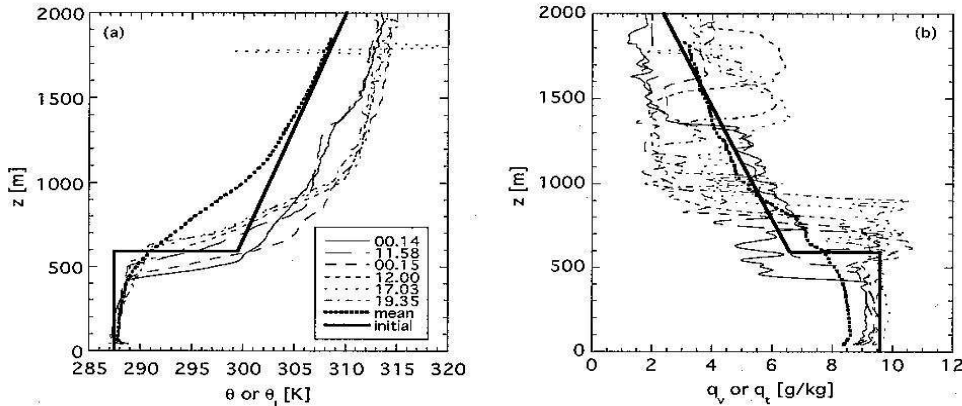
$$(u, v) = U_g(\cos \alpha_g, \sin \alpha_g), \quad (4.1)$$

avec  $U_g = 6 \text{ m/s}$  et  $\alpha_g = 305^\circ$ . La température de la mer est de 289K et elle reste constante tout au long de la simulation. La pression à la surface est de 1012hPa. La subsidence de grande échelle  $\bar{w}$  est donnée par  $-D \times z$ , où  $D = 1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  est la divergence horizontale et  $z$  est l'altitude.

Un terme d'advection de grande échelle est utilisé pour compenser partiellement le réchauffement et l'assèchement de la couche limite provoqués par l'entraînement sommital. Des termes de forçage sont ainsi imposés pour  $\theta_l$  et  $q_t$ ,

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\theta_l}{dt}\right)_{LS} &= -7.5 \times 10^{-8} \max(z, 500) \quad \text{K/s} \\ \left(\frac{dq_t}{dt}\right)_{LS} &= -3.0 \times 10^{-11} \max(z, 500) \quad \text{kg/kg/s}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

La résolution du modèle est de 50 mètres sur l'horizontale et de 10 mètres sur la verticale. Le domaine de simulation est de  $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km} \times 1.2 \text{ km}$ . Une perturbation aléatoire de type 'bruit blanc' avec une amplitude de 0.1K est ensuite appliquée sur le champ initial de température.



**Fig. 4.1:** Les profils de (a) température potentielle ( $\theta$ ) et (b) d'humidité spécifique ( $q_v$ ) observés à 00.14 et à 11.58, le 14 Juillet, et à 00.15, 12.00, 17.03 et 19.35, le 15 Juillet 1987. Les valeurs moyennes des profils mesurés durant toute la période de la campagne FIRE I, entre le 1<sup>er</sup> et 19 Juillet 1987, sont représentés par des lignes pointillées. Les traits épais représentent les conditions initiales pour la température potentielle de l'eau liquide,  $\theta_l$ , (à droite) et pour le contenu spécifique en eau totale,  $q_t$ , (à gauche) prescrites pendant EUROCS (Fig. 2 de Duynkerke et al. (2004)).

Notre objectif étant de tester les paramétrisations de Meso-NH, les flux radiatifs sont calculés avec le schéma radiatif de ce modèle au lieu d'être paramétrés tel que cela était imposé dans l'exercice EUROCS.

Le schéma microphysique utilisé pour simuler le cas FIRE I est celui à deux moments basé sur la paramétrisation de *Khairoutdinov et Kogan* (2000) présenté dans la section 3.2.3. Néanmoins, comme dans l'exercice d'intercomparaison, ce cas était considéré comme non-précipitant, nous n'avons activé ni la sédimentation de l'eau de pluie, ni la sédimentation de l'eau nuageuse. Le

rayon effectif est calculé comme le rapport entre le moment d'ordre trois et le moment d'ordre deux de la distribution des gouttelettes<sup>1</sup>. Une concentration constante de CCN, égale à  $100 \text{ cm}^{-3}$ , est utilisée pour initialiser le modèle.

## 4.2 Tests de sensibilité

Le cas FIRE I s'est avéré très utile pour tester aussi bien la sensibilité du modèle aux conditions initiales et aux forçages de grande échelle, que les paramétrisations de Mésos-NH. Cela a permis de mieux comprendre comment l'évolution diurne du nuage stratocumulus est influencée par les termes de forçage imposés sur la vitesse verticale, sur la température et sur l'humidité. Ces tests nous ont également aidé à construire la configuration LES la mieux adaptée aux simulations de couches limites nuageuses.

Les paragraphes suivants montrent les résultats de quelques tests significatifs pour :

- tester la nouvelle paramétrisation de l'albédo de diffusion simple (SSA) des gouttelettes nuageuses présentée dans le chapitre 3.2.5 (*Sandu et al.*, 2005) ;
- tester la sensibilité du modèle au choix de la paramétrisation de l'émissivité du nuage ;
- sélectionner le schéma d'advection.

### 4.2.1 Paramétrisation de l'albédo de diffusion simple des gouttelettes nuageuses

#### 4.2.1.1 Description des simulations

Nous évaluons ici la capacité de la nouvelle paramétrisation de l'albédo de diffusion simple à prendre en compte divers types d'aérosols. Nous avons cependant pris le parti de nous limiter dans notre étude à l'impact de l'aérosol en tant que CCN, sans prendre en compte ses effets radiatifs. Nous ne considérons donc qu'un seul type d'aérosol marin pur, sulfate ou chlorure de sodium, dont la capacité d'absorption est très faible, proche de celle de l'eau pure. Il ne s'agit donc pas d'une validation définitive du nouveau schéma, mais seulement de sa capacité à calculer les propriétés optiques des particules lorsque l'aérosol est très peu absorbant. Il aurait d'ailleurs suffi, à ce stade, d'imposer une valeur très faible, constante, du co-albédo des gouttelettes pour obtenir le même résultat. Une validation plus poussée devra donc être réalisée lorsque des simulations de feux de bio-masse seront envisagées.

Pour ces tests, nous avons effectué deux simulations de 36 heures initialisées avec les conditions de l'exercice d'intercomparaison. La première simulation utilise la paramétrisation de *Fouquart* (1986) pour l'albédo de diffusion simple des gouttelettes. Cette paramétrisation calcule le SSA en fonction du rayon effectif et du contenu en eau nuageuse (paragraphe 3.2.4). Les valeurs calculées correspondent à des gouttelettes contenant une fraction importante de carbone suie. Cette simulation sera désignée par le terme *FOUQUART*.

La deuxième simulation utilise la nouvelle paramétrisation du SSA (*Sandu et al.*, 2005), initialisée avec des sulfates. Cette simulation sera désignée par le terme *SSA*.

Dans les deux cas, seule une fraction de la concentration initiale des CCN ( $100 \text{ cm}^{-3}$ ) est activée. Ainsi, la concentration des gouttelettes est d'environ  $80 - 90 \text{ cm}^{-3}$  pendant la nuit et

<sup>1</sup>Pour l'exercice d'intercomparaison il avait été considéré que le rayon effectif était constant, ayant une valeur de  $10 \text{ }\mu\text{m}$ .

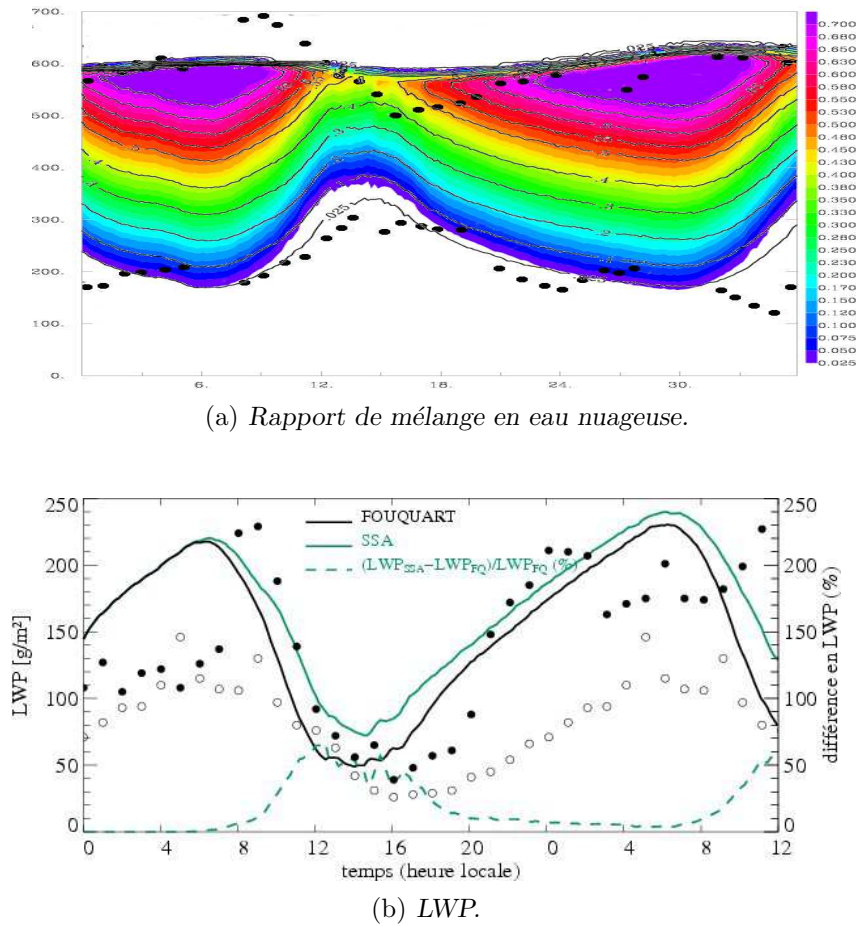


de  $65 - 75 \text{ cm}^{-3}$  pendant le jour. Par voie de conséquence, le rayon effectif varie entre 11 et 14  $\mu\text{m}$  pendant la nuit et entre 9 et 12  $\mu\text{m}$  pendant la journée. Dans l'exercice EUROCS, le rayon effectif des gouttelettes était fixé à 10  $\mu\text{m}$ .

Les simulations ont été effectuées avec le schéma d'advection centré d'ordre deux positif-défini (FCT2ND - Flux Corrected Transport Scheme).

#### 4.2.1.2 Analyse des résultats

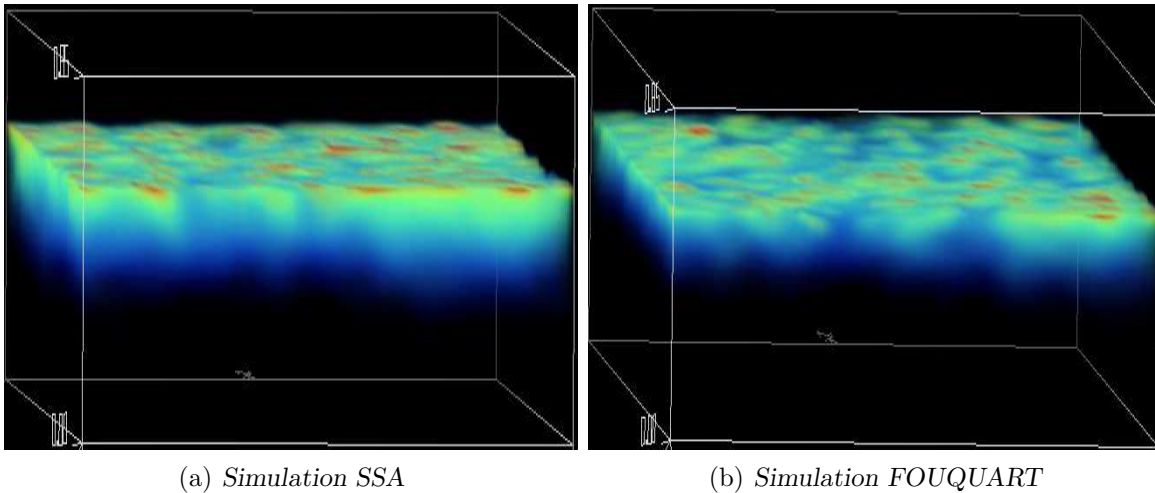
La surestimation de l'absorption du rayonnement solaire dans le nuage, produite par la paramétrisation de Fouquart, amplifie le réchauffement du nuage par rapport à l'air situé en-dessous de sa base. Cela mène à un découplage rapide entre la couche nuageuse (CN) et la



**Fig. 4.2:** Évolution temporelle, entre 0 HL, le 14 Juillet, et 12 HL, le 15 Juillet 1987, (a) du rapport de mélange en eau nuageuse,  $r_c$  (g/kg), simulé avec la paramétrisation SSA (isolignes noirs) et avec la paramétrisation Fouquart (surfaces en couleurs) et (b) du contenu en eau nuageuse intégré sur chaque colonne, LWP ( $\text{g/m}^2$ ), simulé avec la paramétrisation SSA (en vert) et avec la paramétrisation Fouquart (en noir). Les valeurs du  $r_c$  et du LWP sont moyennées horizontalement sur le domaine de simulation. En haut sont superposées les observations de la base et du sommet du nuage et en bas celles du LWP (les points noirs indiquent les valeurs mesurées le 14-15 Juillet 1987, les points gris représentent les valeurs moyennes du LWP pendant le mois de juillet 1987). La ligne en tirets (en vert) représente la différence relative (en %) entre le LWP de la simulation SSA et celui de la simulation FOUQUART.

couche située entre la surface et le nuage (CSN) (vers 9 heure locale). Ce découplage empêche le transport d'humidité de la mer vers la CN et produit ainsi une élévation de la base du nuage, beaucoup plus rapide que celle qui a été observée (Fig. 4.2a). Le contenu en eau nuageuse intégré sur la verticale ou LWP, moyenné horizontalement sur tout le domaine, est utilisé dans cette analyse pour décrire le contenu en eau du nuage. Dans la simulation *FOUQUART*, le LWP chute de sa valeur maximale de  $220 \text{ g/m}^2$ , atteinte à 8 HL, à  $50 \text{ g/m}^2$  à 15 HL.

L'évolution du sommet du nuage est quasiment identique pour les deux simulations (Fig. 4.2 a). En revanche, l'élévation de la base pendant la journée est plus lente pour la simulation *SSA*. Le biais entre les observations et les résultats du modèle est sensiblement réduit, entre 9 et 13 HL (le 14 et le 15 Juillet). Cette amélioration concerne aussi bien la hauteur de la base du nuage que le LWP (Fig. 4.2b). L'écart relatif de LWP entre les deux simulations augmente durant ces phases d'amincissement de la CN, jusqu'à 60% à 12 HL, lors de la première journée de simulation (courbe verte - Fig. 4.2 b). L'amélioration dans la simulation *SSA* est principalement due aux valeurs du co-albédo de diffusion simple beaucoup plus faibles, qu'avec la paramétrisation de *FOUQUART*. À titre d'exemple, le taux de réchauffement du nuage dû au rayonnement solaire baisse d'environ 35-40 % à 8 HL dans la simulation *SSA* par rapport à la simulation *FOUQUART*. Les images 3D des deux champs nuageux, représentés à 11 HL, montrent clairement l'épaississement du nuage dans le cas où le calcul du *SSA* tient compte de la nature des gouttelettes (Fig. 4.3).



**Fig. 4.3:** Le nuage simulé avec la paramétrisation *SSA* (à gauche) et avec la paramétrisation de *Fouquart* (à droite) à 11 heure locale, le 14 Juillet 1987.

#### 4.2.2 L'émissivité du nuage

Le cas *FIRE I* a également été utilisé pour effectuer un test de sensibilité à la paramétrisation de l'émissivité du nuage (utilisée dans la partie LW du code radiatif).

Les simulations *FOUQUART* et *SSA* ont été effectuées en utilisant pour le calcul de l'émissivité du nuage les coefficients de la paramétrisation de *Smith et Shi* (1992) (paragraphe 3.2.4) (par défaut dans *Méso-NH*). Néanmoins, des tests de comparaison entre les flux radiatifs obtenus avec *Méso-NH* et les flux radiatifs calculés avec un modèle explicite de transfert radiatif (*SHDOM*) ont montré que, pour les simulations LES de stratocumulus marin, l'utilisation de la paramétrisation de *Savijarvi et Raisanen* (1998) améliore considérablement la représentation des flux radiatifs LW (*Thouaron*, 2006). Pour tester l'influence du calcul de l'émissivité du nuage, la simulation

SSA a été refaite en utilisant la paramétrisation de *Savijarvi et Raisanen* (1998) pour le calcul des propriétés optiques LW du nuage (simulation nommée par la suite *SSA-SAVI*).

L'évolution du LWP pour les simulations *FOUQUART*, *SSA* et *SSA-SAVI* est montrée dans la figure 4.4b. Le changement du calcul des propriétés optiques pour les ondes longues induit une très légère augmentation du LWP (de maximum 15 g/m<sup>2</sup> pendant la deuxième nuit de la simulation) et une faible descente de la base du nuage par rapport à la simulation *SSA* (Figs. 4.4a et 4.4b). Notons que cette sensibilité au schéma LW est minime par rapport à la sensibilité au calcul du SSA. Le changement du calcul de l'émissivité permet toutefois une amélioration dans le calcul des flux radiatifs SW. Les mesures indiquent une valeur de -114 W/m<sup>2</sup> pour le flux SW net<sup>2</sup> à la surface de l'océan, moyenné entre 12 HL le 14 Juillet et 12 HL le 15 Juillet. Pour la même période, la valeur du  $F_{SW}^{net}$ <sup>3</sup> obtenue avec notre code LES est de -172 W/m<sup>2</sup> pour la simulation *FOUQUART*, de -146 W/m<sup>2</sup> pour la simulation *SSA*, et de -137 W/m<sup>2</sup> pour la simulation *SSA-SAVI*. Le biais entre les résultats du modèle et les observations est donc réduit dans la simulation *SSA-SAVI*.

Pour la totalité des simulations effectuées dans cette étude, les propriétés optiques du nuage seront donc calculées en utilisant la nouvelle paramétrisation du SSA, le calcul de l'épaisseur optique donné par l'équation 3.24 et la paramétrisation de l'émissivité de *Savijarvi et Raisanen* (1998).

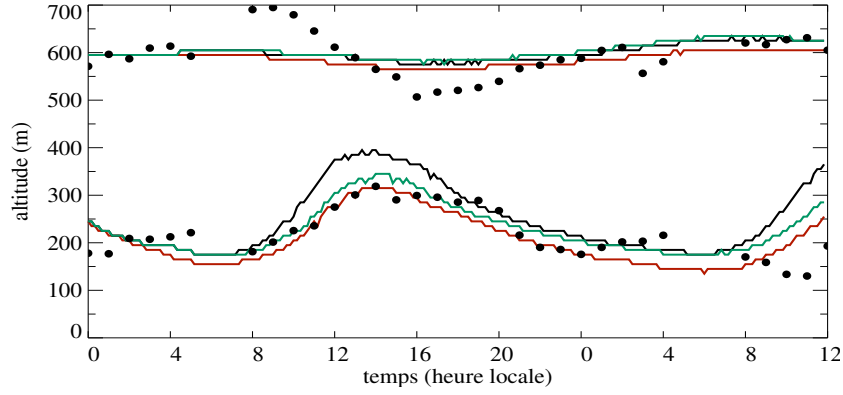
### 4.2.3 Le schéma d'advection

Méso-NH dispose actuellement de deux schémas numériques pour traiter l'advection : un schéma centré d'ordre deux positif défini FCT2ND (Flux Corrected Transport Scheme) et le schéma 'upstream' de premier ordre MPDATA (Multidimensional Positive Definite Advection Transport Algorithm). Les simulations d'une couche limite sèche, effectuées par *Cuxart et Jimenez* (2005), avaient montré que le schéma MPDATA ne permettait pas de restituer correctement le gradient de l'inversion parce que c'est un schéma diffusif. Ici, nous avons testé les deux schémas sur le cas du nuage stratocumulus non-précipitant observé pendant la campagne FIRE I. Pour ce nouveau test nous avons utilisé la même configuration que pour la simulation *SSA-SAVI* présentée ci-dessus.

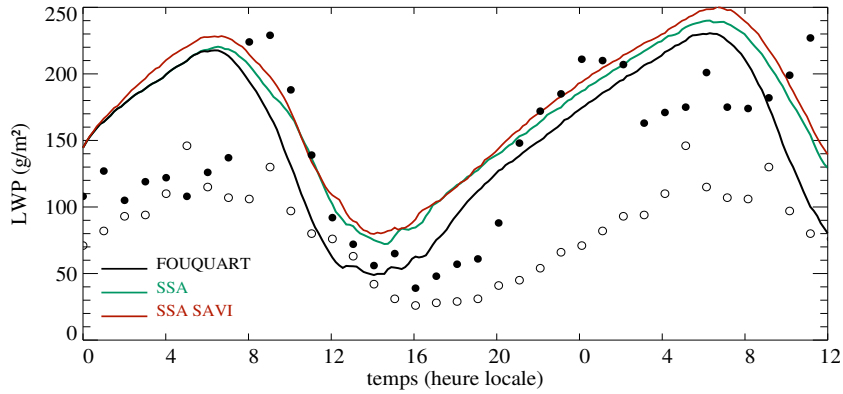
Dans la simulation effectuée avec le schéma MPDATA, le nuage est plus fin que celui qui est simulé en utilisant FCT2ND et que le nuage observé, tout particulièrement dans la deuxième partie de la simulation (après 18 HL le 14 Juillet 1987) (Fig. 4.5a). La base du nuage se situe constamment plus haut que les mesures, la différence de niveau atteignant 200m à la fin de la simulation. Quant au sommet du nuage, il monte plus que dans le cas *SSA-SAVI*. Après 12 HL, il se trouve constamment au-dessus du niveau des observations. Cette élévation plus marquée du sommet du nuage indique un taux d'entraînement plus important. Selon *Stevens et al.* (2005a) l'intensification de l'entraînement au sommet est dans ce cas artificielle, due à l'utilisation d'un schéma d'advection diffusif. Un entraînement plus efficace de l'air sec et chaud de l'inversion induit un réchauffement et un assèchement plus marqués de la CLN, ce qui mène à une dissipation graduelle du nuage. Lors de la deuxième nuit la CLN n'est plus suffisamment froide et humide pour que le nuage développe le même LWP que lors de la première nuit. Le LWP est ainsi largement sous-estimé après 20 HL (Fig. 4.5b). Ces résultats montrent que le biais entre le modèle et les observations est beaucoup plus important si le schéma d'advection utilisé

<sup>2</sup> $F_{SW}^{net} = F_{SW}^{\uparrow} - F_{SW}^{\downarrow}$ , où  $F_{SW}^{\uparrow}$ ,  $F_{SW}^{\downarrow}$  sont les flux montant/descendant de rayonnement solaire mesurés à la surface de l'océan.

<sup>3</sup>Cette valeur représente la moyenne horizontale sur le domaine de simulation.



(a) Base et sommet du nuage.



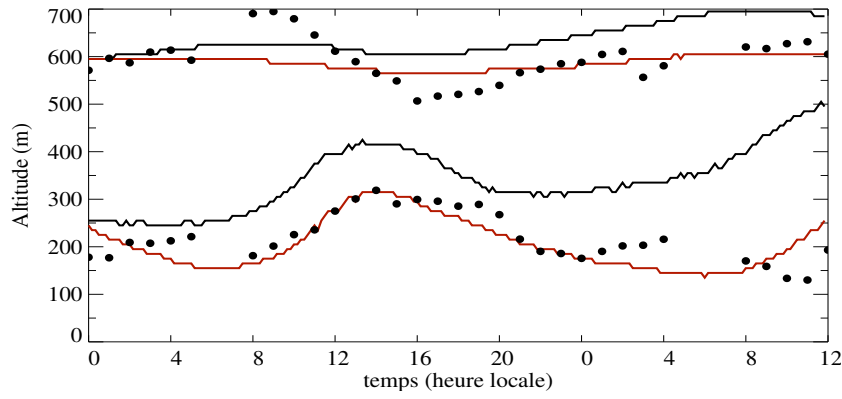
(b) LWP.

**Fig. 4.4:** Évolution temporelle, entre 0 HL, le 14 Juillet, et 12 HL, le 15 Juillet 1987, (a) de la base et du sommet du nuage et (b) du LWP ( $\text{g/m}^2$ ) pour les simulations FOUQUART (en noir), SSA (en vert), SSA-SAVI (en rouge). En haut sont superposées les observations de la base et du sommet du nuage et en bas les valeurs mesurées du LWP (les points noirs indiquent les valeurs observées le 14-15 Juillet 1987, les points gris représentent les valeurs moyennes du LWP pendant le mois de juillet 1987).

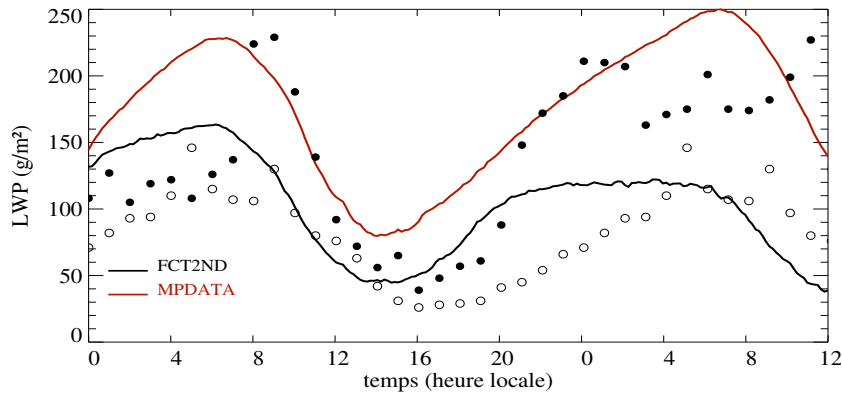
est MPDATA.

Outre l'entraînement plus intense, MPDATA lisse aussi les gradients de toutes les variables, dont les champs d'hydrométéores. Ainsi, le champs d'eau totale a des valeurs plus faibles, avec une variabilité réduite et, par conséquent, moins de mailles saturées. Cela réduit la quantité de nuage, les sources de flottabilité dans le domaine et donc les mouvements turbulents. L'affaiblissement des mouvements turbulents affaiblit le mélange dans la couche limite, autant pendant la nuit que pendant la journée. Lors de la journée, cela renforce le découplage entre la couche nuageuse et la CSN. L'entraînement plus efficace et l'affaiblissement du transport d'humidité vers le nuage agissent pour diminuer la quantité d'eau nuageuse et mènent à l'amincissement graduel du nuage.

Les résultats de ce test rejoignent donc les conclusions de l'exercice d'intercomparaison mené par *Stevens et al.* (2005a) pour un stratocumulus non-précipitant observé pendant la campagne DYCOMS-II. Cet exercice montrait que les codes LES qui donnent des meilleurs résultats pour des simulations de stratocumulus marins sont celles qui utilisent des schémas centrés pour traiter l'advection. Ce test de sensibilité nous a confirmé ainsi l'intérêt d'utiliser le schéma d'advection



(a) Base et sommet du nuage.



(b) LWP.

**Fig. 4.5:** Évolution temporelle, entre 0 HL, le 14 Juillet, et 12 HL, le 15 Juillet 1987, (a) de la base et du sommet du nuage (à gauche) et (b) du LWP ( $\text{g/m}^2$ ), avec le schéma d'advection FCT2ND (en rouge) et avec le schéma d'advection MPDATA (en noir). À gauche sont superposées les observations de la base et du sommet du nuage et à droite les valeurs mesurées du LWP (les points noirs indiquent les valeurs mesurées le 14-15 Juillet 1987, les points gris représentent les valeurs moyennes du LWP pendant le mois de juillet 1987).

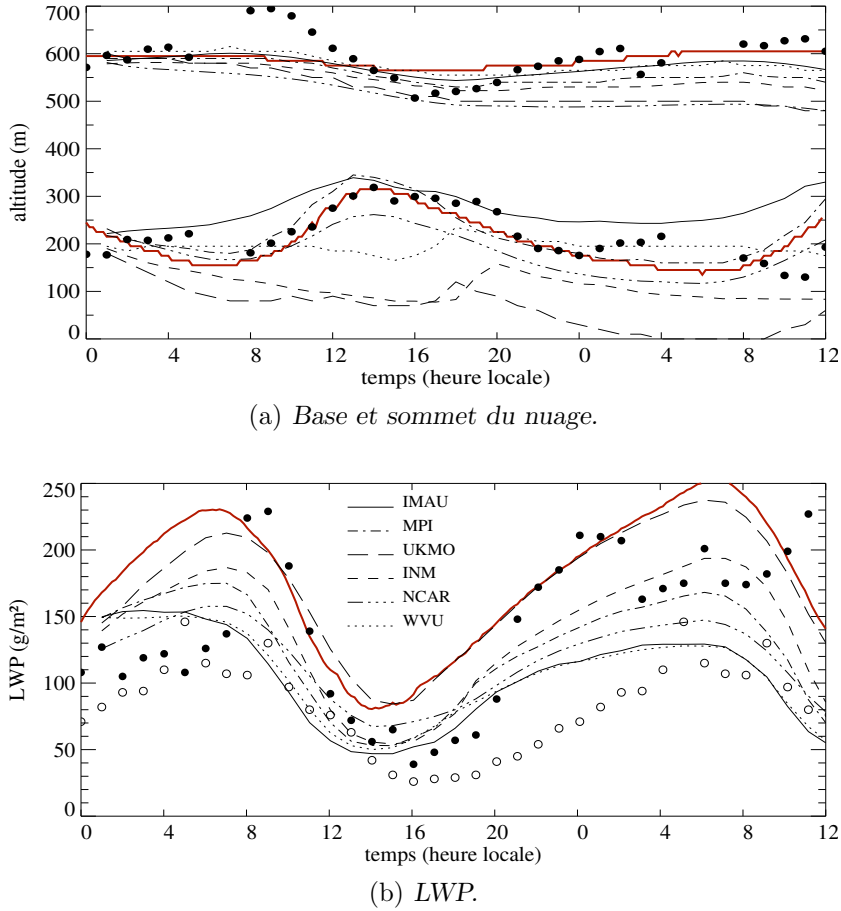
FCT2ND pour nos simulations de couche limite marine nuageuse.

### 4.3 Comparaison avec les observations

Après avoir défini la configuration du modèle (*SSA-SAVI*), nous avons comparé les résultats de la simulation du cas FIRE I avec les observations et avec les résultats des autres modèles LES utilisés pendant EUROCS (Fig. 4.6).

Les valeurs simulées de la base du nuage sont très proches des mesures jusqu'à 0 HL le 15 Juillet (Fig. 4.6a). Ensuite, jusqu'à la fin de la simulation, le modèle sous-estime (pendant la nuit), puis surestime d'une cinquantaine de mètres (pendant la journée) la base du nuage. Le sommet du nuage est aussi correctement simulé, sauf pendant deux intervalles. Ainsi, le modèle n'arrive pas à simuler la hausse du sommet observée entre 7 et 11 HL le 14 Juillet, même s'il reproduit le pic de LWP observé vers 8 HL (Fig. 4.6b). Cela est probablement lié aux valeurs importantes de la subsidence de grande échelle imposée pour l'exercice d'intercomparaison (0.6

$\text{cm}^{-1}$  à 600m, par rapport à des mesures qui indiquent seulement  $0.36 \text{ cm}^{-1}$  (Neiburger, 1960) ou  $0.2 \text{ cm}^{-1}$  (Duynkerke et Hignett, 1993) à la même altitude). D'ailleurs aucun des modèles LES utilisés pendant EUROCS ne reproduit cette élévation du sommet du nuage (Fig. 4.6a).



**Fig. 4.6:** Évolution temporelle, entre 0 HL, le 14 Juillet, et 12 HL, le 15 Juillet 1987, (a) de la base et du sommet du nuage et (b) du LWP ( $\text{g/m}^2$ ) obtenus avec la configuration choisie pour le modèle LES (rouge). En haut sont superposées les observations de la base et du sommet du nuage et en bas les valeurs mesurées du LWP (les points noirs indiquent les valeurs mesurées le 14-15 Juillet 1987, les points gris représentent les valeurs moyennes du LWP pendant le mois de juillet 1987), ainsi que les résultats des autres modèles LES utilisés pendant EUROCS.

En outre, le modèle ne reproduit pas la baisse du sommet du nuage observée le 14 Juillet entre 14 et 20 HL, ce qui entraîne une surestimation du LWP pendant cette période. Cela peut être associé à une vitesse trop élevée de l'entraînement turbulent au sommet du nuage. Nous avons estimé le taux d'entraînement tel qu'il a été indiqué par Duynkerke et al. (2004), à partir de l'équation de tendance pour le niveau de l'inversion  $z_i$ ,  $\frac{dz_i}{dt} = \bar{w}_s(z_i) + w_e$ , où  $\bar{w}_s$  est la subsidence de grande échelle et  $w_e$  est la vitesse d'entraînement de l'air sec et chaud de l'inversion dans la couche limite. Le niveau de l'inversion est donné par le niveau où le flux de flottabilité atteint son minimum. Afin de pouvoir comparer nos résultats aux résultats fournis par les autres modèles LES pendant EUROCS, nous avons moyenné  $w_e$  sur les mêmes plages horaires. Le taux diurne moyen d'entraînement, calculé entre 11 et 14 HL, est de  $0.47 \text{ cm s}^{-1}$ . Il est légèrement supérieur à la valeur de  $0.36 \text{ cm s}^{-1}$  qui correspond à la moyenne des modèles dans l'exercice EUROCS. Pendant la nuit, entre 01 et 04 HL, Mésio-NH produit aussi un taux

d'entraînement plus grand que le taux simulé par les modèles dans EUROCS :  $0.66 \text{ cm s}^{-1}$ , contre  $0.58 \text{ cm s}^{-1}$  (Tableau 4.1). Cela pourrait expliquer pourquoi le sommet du nuage simulé par Méso-NH se situe plus haut que celui qui est simulé par les autres modèles (fig 4.6a).

Pendant les transitions jour/nuit, nuit/jour, le LWP obtenu avec Méso-NH est très proche du LWP observé (entre 8 - 12 HL et entre 20 - 0 HL le 14 Juillet, Fig. 4.6b). Cependant, le LWP est surestimé par rapport aux observations pendant les deux nuits de la simulation, entre 0 et 8 HL. Pendant ces intervalles, les valeurs du LWP simulées par Méso-NH sont par ailleurs plus grandes que celles qui ont été obtenues avec les autres modèles LES dans EUROCS. Cette différence est partiellement due au fait que le refroidissement radiatif calculé avec le code radiatif de Méso-NH est plus intense que le refroidissement radiatif imposé pendant l'exercice d'intercomparaison<sup>4</sup>. Ainsi, à 6 HL une différence d'environ 20 % est observée (dans les derniers 50 m du nuage) entre le taux de refroidissement obtenu avec Méso-NH et celui imposé pendant EUROCS. Plus de refroidissement au sommet du nuage favorise, d'une part, une condensation plus intense dans cette zone. D'autre part, cela renforce l'intensité des courants descendants générés au sommet du nuage et augmente ainsi le mélange dans la couche limite. Ainsi, un refroidissement plus important au sommet du nuage mène finalement à un LWP plus grand. Cette surestimation du LWP, observée surtout pendant les périodes nocturnes, produit un biais significatif entre le LWP moyenné sur 24h (entre 12 HL le 14 Juillet et 12 HL le 15 Juillet) calculé à partir de la simulation Méso-NH et celui qui est dérivé des observations (Tableau 4.1).

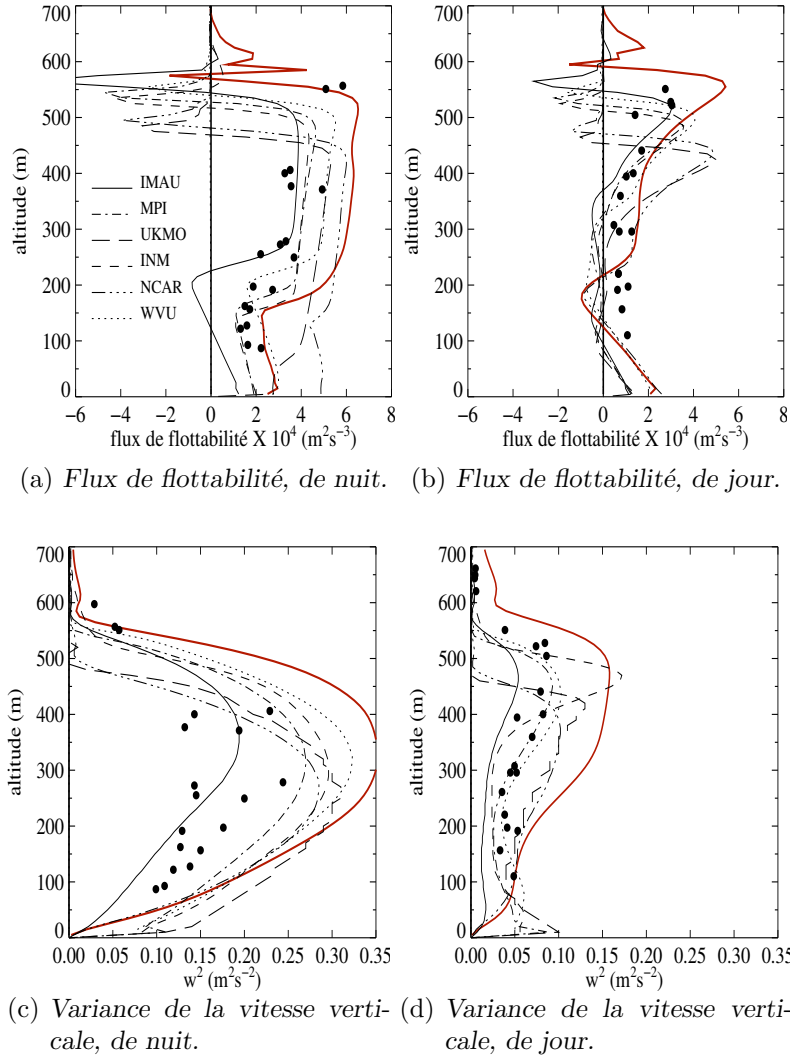
Contrairement au calcul du transfert radiatif imposé dans EUROCS, Méso-NH reproduit le léger réchauffement LW à la base du nuage dû au fait que le nuage est légèrement plus froid que la surface. Le refroidissement radiatif plus intense au sommet et le léger réchauffement à la base du nuage contribuent donc à l'augmentation du flux de flottabilité dans le nuage et par là même à la production d'énergie cinétique turbulente. Cela peut également expliquer la surestimation du mélange dans la couche limite qui apparaît entre 23 et 24 HL le 14 Juillet (Figs. 4.7a et 4.7c). En effet, dans cet intervalle, les valeurs obtenues pour le flux de flottabilité et pour la variance de la vitesse verticale sont nettement supérieures aussi bien aux observations qu'aux autres modèles LES. Pour l'intervalle de jour pour lequel des mesures des flux turbulents étaient disponibles (11 - 12 HL le 15 Juillet), le flux de flottabilité obtenu avec Méso-NH est similaire aussi bien aux observations qu'aux autres modèles LES (Fig. 4.7b). Dans ce même intervalle, la variance de la vitesse verticale dans le nuage est supérieure aux observations et aux valeurs obtenues avec les autres modèles LES (Fig. 4.7d).

En ce qui concerne les flux de surface de chaleur sensible (H) et de chaleur latente (LE), les résultats de Méso-NH sont proches de la moyenne calculée par les autres modèles LES utilisés pendant EUROCS (Tableau 4.1). En terme de flux SW net à la surface, Méso-NH est beaucoup plus proche des observations que les autres modèles<sup>5</sup> (Tableau 4.1).

<sup>4</sup>Pendant EUROCS le flux LW net a été calculé comme  $F_{LW}^{net}(z) = \Delta F_{LW,top} \cdot \exp[-a \cdot LWP(z, z_{top})]$  où  $F_{LW,top} = 70 \text{ W/m}^2$  est la divergence du flux LW net au sommet du nuage,  $a = 130 \text{ m}^2\text{kg}^{-1}$ ,  $z_{top} = 1200 \text{ m}$  est le sommet du modèle et  $LWP(z, z_{top})$  est l'intégrale de l'eau nuageuse entre le niveau  $z$  et  $z_{top}$  (Duynderke et al., 2004).

<sup>5</sup>Il faut préciser que pendant EUROCS, les flux de rayonnement solaire étaient calculés avec une méthode Delta-Eddington, tandis que l'épaisseur optique était obtenue comme  $\tau = 3/2 LWP/(r_{eff}\rho_l)$ , le rayon effectif étant fixé à  $10 \mu\text{m}$  et  $\rho_l$  étant la densité de l'eau liquide.





**Fig. 4.7:** Les profils verticaux (en rouge) du flux de flottabilité ( $\frac{g}{\theta} \overline{w'\theta_v'}$ ) (en haut) et de la variance de la vitesse verticale (en bas) moyennés entre 23 et 24 HL, le 14 Juillet (à gauche), et entre 11 et 12 HL, le 15 Juillet (à droite). Les points noirs correspondent aux observations, et les différents traits noirs indiquent les résultats des autres modèles LES utilisés pendant EUROCS.

## 4.4 Conclusions

Le cycle diurne du stratocumulus non-précipitant observé pendant la campagne FIRE I a été choisi comme cas d'étude pour mettre en place et pour valider la configuration LES de Méso-NH qui a été ensuite utilisée dans cette étude. Les résultats obtenus avec la configuration que nous avons choisie montrent que, sauf pour deux intervalles où le LWP est surestimé, cette configuration représente correctement le cycle diurne de la couche limite nuageuse. Notons cependant que notre simulation a respecté de nombreuses contraintes imposées lors de l'exercice d'intercomparaison (forçages, termes d'advection à grande échelle) qui ne sont pas toujours réalistes.

Nous avons validé ici la configuration LES utilisée dans cette étude pour un cas de stratocumulus non-précipitant. Cependant, cette configuration a été également validée par *Geoffroy* (2007) pour trois cas réels de stratocumulus précipitants observés lors des campagnes DYCOMS-



**Tab. 4.1:** Les valeurs du flux de chaleur sensible ( $H$ ), du flux de chaleur latente ( $LE$ ), du flux  $SW$  net à la surface, de la quantité d'eau nuageuse intégrée sur la verticale ( $LWP$ ) (moyennées sur l'intervalle 12 HL le 14 Juillet - 12 HL le 15 Juillet) et de la vitesse d'entraînement turbulent au sommet du nuage ( $w_e$ ) (moyennée sur une période diurne, 11 - 14 HL et sur une période nocturne, 01 - 04 HL), telles qu'elles ont été obtenues avec Méso-NH et calculées comme la moyenne des résultats obtenus avec les autres modèles LES participants à EUROCS. Les observations pour le  $\overline{F_{SW}^{net}}$  et pour le  $LWP$  sont également indiquées.

	H ( $W/m^2$ )	LE ( $W/m^2$ )	$\overline{F_{SW}^{net}}$ ( $W/m^2$ )	$\overline{w_e}$ (01 - 04 HL) (cm/s)	$\overline{w_e}$ (11 - 14 HL) (cm/s)	LWP ( $g/m^2$ )
<b>Méso-NH</b>	6.3	26.8	-130.8	0.66	0.47	171.3
<b>Moyenne des modèles LES</b>	$7.2 \pm 3.8$	$24.3 \pm 2.9$	$-172 \pm 26$	$0.58 \pm 0.08$	$0.36 \pm 0.03$	$119 \pm 28$
<b>Observations</b>	-	-	-114	-	-	130

Les valeurs des différentes variables représentent des moyennes horizontales sur le domaine de simulation.

II et ACE-2. Il a été montré que le schéma microphysique basé sur la paramétrisation de *Khairoutdinov et Kogan* (2000) reproduit mieux les profils des grandeurs microphysiques précipitantes que le schéma de *Cohard et Pinty* (2000b) disponible dans Méso-NH. En effet, ce dernier schéma a été conçu pour des nuages plus précipitants, la limite entre gouttelettes nuageuses et gouttes de pluie étant définie à  $82 \mu m$ . Or, cela implique qu'une partie importante du spectre des gouttes de bruine n'est pas couverte. Les travaux de *Geoffroy* (2007) ont donc prouvé que le schéma utilisé dans cette étude (paragraphe 3.2.3) donne de meilleurs résultats pour la simulation des nuages de couche limite peu précipitants.

## Chapitre 5

# Impact de l'aérosol sur le cycle diurne des stratocumulus marins

### Sommaire

<b>5.1</b>	<b>Simulations</b>	<b>82</b>
5.1.1	Initialisation	82
5.1.2	Résultats	84
<b>5.2</b>	<b>Discussion</b>	<b>85</b>
5.2.1	Impact sur les processus	85
5.2.2	Le couplage avec le cycle diurne	92
<b>5.3</b>	<b>Influence des conditions de grande échelle</b>	<b>99</b>
5.3.1	Les forçages de grande échelle	99
5.3.2	Évolution des nuages précipitants	100
5.3.3	Évolution des nuages pollués	102
5.3.4	Impact de l'aérosol sur le cycle diurne : sensibilité aux forçages de grande échelle	105
<b>5.4</b>	<b>Conclusions</b>	<b>106</b>

A l'issue des travaux décrits dans les chapitres précédents, nous considérons que notre modèle LES est maintenant capable de simuler correctement les interactions entre la dynamique de la couche limite et les processus physiques, tels que le transfert radiatif et la microphysique de l'aérosol et des nuages. Pour étudier plus spécifiquement l'impact de l'aérosol hygroscopique, nous avons réalisé des simulations du cycle diurne de la couche limite, en choisissant des forçages de grande échelle qui sont réalistes et qui conduisent, dans le cas d'un aérosol marin, à un nuage précipitant. Nous avons aussi ajusté ces forçages de sorte que le cycle diurne du nuage précipitant soit périodique, ceci afin de faciliter l'interprétation des résultats. Cette dernière contrainte n'est pas essentielle puisqu'un cycle non-périodique aurait tout aussi bien pu être utilisé, et les différences induites par l'aérosol de pollution mesurées en terme de variation relative du contenu en eau et de l'épaisseur du nuage.

Nous répétons ensuite cette simulation en augmentant progressivement la concentration des noyaux de condensation, tout en conservant les mêmes forçages extérieurs. Il est alors supposé que le modèle est capable de simuler de manière réaliste les couplages entre la microphysique nuageuse et la dynamique du système, et que les différences observées entre les simulations reflètent bien l'impact de l'aérosol sur le cycle diurne de la couche limite nuageuse.

Cette méthodologie a été récemment utilisée pour étudier l'effet indirect de l'aérosol, mais les études étaient limitées à des états quasi-stationnaires de la couche limite, le plus souvent nocturnes (paragraphe 2.4 et 2.5). Or, la CLN est un système fortement couplé, caractérisé par une variation diurne très marquée, induite par le cycle diurne du forçage radiatif. Il est donc intéressant d'explorer le couplage entre la réponse du système aux modifications de la concentration des particules d'aérosol et le cycle diurne.

La première partie de ce chapitre décrit les conditions de simulation et les résultats obtenus. Ces résultats sont ensuite analysés, dans la deuxième partie du chapitre, sous l'angle des processus physiques et de leur couplage avec la dynamique du système. La troisième partie est dédiée à une étude de sensibilité aux forçages de grande échelle de la réponse de la CLN à un changement de la concentration des CCN. La quatrième partie regroupe nos conclusions.

## 5.1 Simulations

### 5.1.1 Initialisation

Pour que le cycle diurne simulé soit sensible au changement de la concentration des CCN, il fallait choisir un nuage initial suffisamment épais pour qu'il précipite lorsque la concentration des gouttelettes est réduite, typique des conditions marines pures. Parallèlement, il était souhaitable d'obtenir un cycle diurne d'amplitude significative pour que les impacts soient plus visibles.

L'étude de *Wood et al.* (2002), basée sur des données satellite obtenues avec un radiomètre sur une période de deux ans, a montré que c'est pendant l'été (vers le mois de juillet) que l'amplitude et le LWP moyen du cycle diurne des stratocumulus observés au dessus du Pacifique Nord Est atteignent leur maximum (l'amplitude du cycle, normalisée par la valeur du LWP, est de 0.24 et le LWP moyen est d'environ 60-70 g/m<sup>2</sup>). Nous avons donc choisi de simuler ce type de situation. De plus, nous avons recherché des conditions initiales qui favorisent l'apparition d'une couche nuageuse persistante avec les caractéristiques énumérées ci-dessus.

Les simulations du cas FIRE-I (paragraphe 4.1) ont montré que les conditions météorologiques du 14 au 16 Juillet 1987, au-dessus de l'île San Nicholls (au large de la Californie), favorisaient l'apparition d'une couche nuageuse épaisse et persistante, qui manifestait un cycle diurne quasi-stationnaire. De plus, les conditions initiales imposées pour l'exercice d'intercomparaison EUROCS (*Duynderke et al.*, 2004) facilitaient la mise en place des simulations. Il était donc judicieux d'utiliser ce cas pour notre jeu de simulations. Cependant, la quantité de bruine observée étant négligeable, le cas FIRE-I avait été considéré comme un cas non-précipitant. Pour pallier cette lacune, nous avons réduit la température potentielle de l'eau liquide de 1 degré au début de la simulation, ce qui produit un nuage plus épais et précipitant.

Par ailleurs, la subsidence imposée pour l'exercice EUROCS était calculée à partir d'une divergence horizontale de  $1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ . Or, cette divergence est beaucoup plus importante que les valeurs qu'on peut trouver dans la littérature pour cette zone géographique située au large de la côte nord-américaine. En effet, selon *Neiburger* (1960) la divergence au-dessus de cette zone est l'ordre de  $6 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ , et pour *Duynderke et Hignett* (1993) elle est de  $3.5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ . En outre, des termes significatifs de refroidissement et d'humidification (correspondant à l'advection horizontale d'une masse d'air dans le domaine de simulation) avaient été retenus dans l'exercice d'EUROCS pour contrebalancer le réchauffement et l'assèchement de la couche limite associés à la subsidence de grande échelle.

Nous avons donc pris le parti de modifier ces forçages et de calculer la subsidence, en fonction

de l'altitude, en supposant une divergence constante  $D$  de  $6 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ . Alors,  $\overline{w_{subs}} = -D \times z$  (m/s). En outre, nous avons supprimé l'advection horizontale de grande échelle. Ce cas sera considéré comme notre cas de référence et il sera noté *W6* dans la suite du manuscrit.

La taille du domaine de simulation est de  $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km} \times 2 \text{ km}$ , avec une résolution horizontale de 50 m et une résolution verticale de 10 m jusqu'à 850 m. À partir de cette altitude la résolution verticale est dégradée graduellement, 105 niveaux étant utilisés entre le niveau de la mer et le sommet du modèle (situé vers 2000 m). Le pas de temps du modèle est de 1 s. Le code radiatif est appelé toutes les 150 s afin de réduire le temps de calcul. Le coût numérique relativement élevé du modèle ne nous permettait pas de conduire l'ensemble de nos simulations sur un domaine plus grand. Cependant, nous avons effectué un test de sensibilité à la taille du domaine qui a montré que les moyennes horizontales des différentes variables ne varient pas significativement lorsque la taille du domaine est doublée. Les résultats de ce test sont présentés en annexe (Annexe B).

Pour simuler l'impact de l'aérosol sur la concentration des gouttelettes nuageuses, CDNC, le schéma de *Cohard et al.* (2000a) a été initialisé avec des valeurs croissantes du coefficient  $C$  (Eq. (3.6), section 3.2.3), égales à 50, 200 et  $600 \text{ cm}^{-3}$ , respectivement. Les trois simulations correspondant à ces concentrations initiales de CCN sont notées  $N_{CCN}^{50}$ ,  $N_{CCN}^{200}$  et  $N_{CCN}^{600}$  dans le manuscrit. Il a été considéré que les CCN sont des sulfates. Les sulfates ont un coefficient d'absorption du rayonnement solaire très faible, similaire à celui des sels marins et de l'eau pure (paragraphe 3.2.5).

Il faut noter que la concentration des gouttelettes n'augmente pas proportionnellement à la concentration des CCN. En effet, les vitesses verticales qui contrôlent la sursaturation maximale dans le nuage et par cela l'activation des CCN, sont faibles dans les nuages stratocumulus (moins de 1 m/s). Les noyaux de condensation entrent en compétition pour absorber la vapeur d'eau sursaturée et empêchent la sursaturation d'atteindre les valeurs élevées qui seraient nécessaires pour activer une part significative des CCN disponibles. Ainsi, le pic de sursaturation atteint des valeurs très faibles, qui vont de 0.4% dans les nuages purs, à 0.1% dans les nuages pollués, où les CCN sont plus nombreux. En conséquence, la valeur moyenne de  $CDNC^1$  est de 38-40  $\text{cm}^{-3}$  dans le cas  $N_{CCN}^{50}$ , de 100-135  $\text{cm}^{-3}$  dans le cas  $N_{CCN}^{200}$  et de 190-220  $\text{cm}^{-3}$  dans le cas  $N_{CCN}^{600}$ .

La simulation du nuage marin pur ( $N_{CCN}^{50}$ ) a été initialisée à 21 HL et elle dure 39 heures. Durant les premières trois heures de simulation (spin-up), le LWP atteint rapidement une valeur élevée de 230  $\text{g/m}^2$ , puis il décroît à environ 100  $\text{g/m}^2$  lorsque la précipitation devient active (2mm/jour). Après 0 HL, le LWP du nuage précipitant varie peu, ce qui indique que la simulation a atteint un état quasi-stationnaire. Pour que les simulations des cas purs et pollués partent du même état quasi-stationnaire, les simulations des cas pollués ( $N_{CCN}^{200}$  et  $N_{CCN}^{600}$ ) sont initialisées à 0 HL, avec les fichiers de sortie de la simulation du cas pur, et elle sont poursuivies pendant 36 heures.

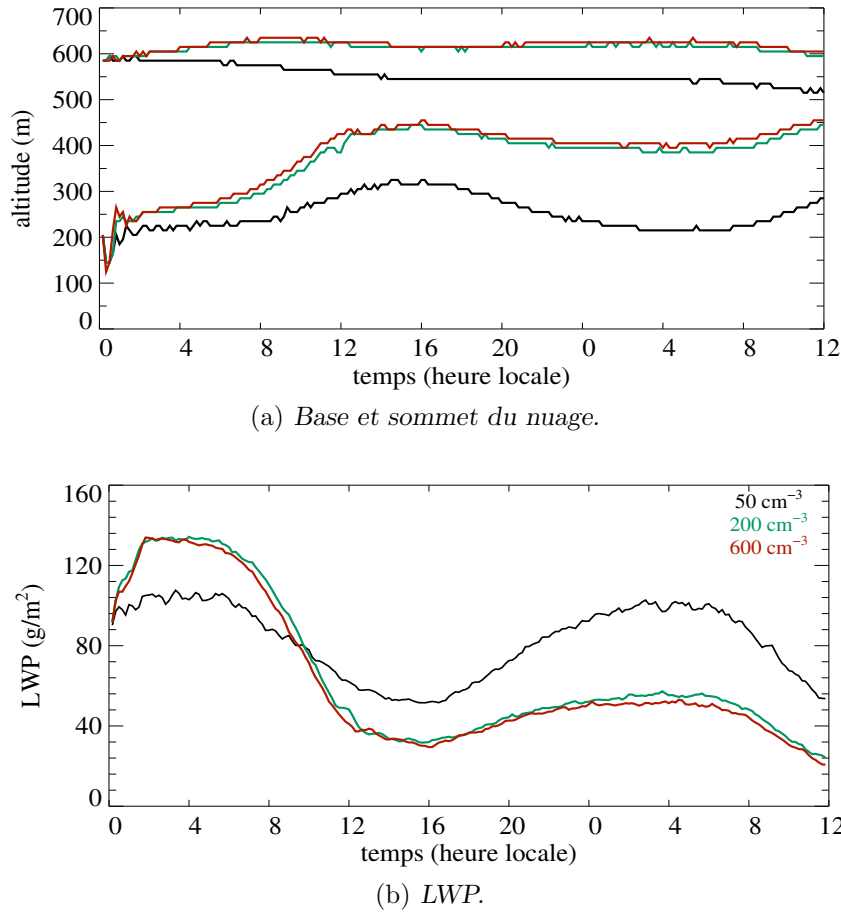
Un test de sensibilité a été mené afin d'analyser si la réponse de la CLN au changement de la concentration des CCN dépend du moment où ce changement se produit. Ainsi, la concentration des CCN a été augmentée à 12 HL au lieu de 0 HL. Les résultats de ce test sont discutés en annexe (Annexe C).

---

<sup>1</sup>Les moyennes sont effectuées sur toutes les mailles où CDNC est supérieure à  $20 \text{ cm}^{-3}$ .

### 5.1.2 Résultats

Les figures 5.1a et 5.1b montrent l'évolution temporelle (pendant les 36 heures de simulation) de la base, du sommet et du LWP des nuages simulés dans les cas  $N_{CCN}^{50}$ ,  $N_{CCN}^{200}$  et  $N_{CCN}^{600}$ .



**Fig. 5.1:** Évolution temporelle (en heure locale) (a) de la base et du sommet (m) (en haut) et (b) du LWP du nuage ( $g/m^2$ ) (en bas) pour les trois simulations effectuées pour le cas W6 :  $N_{CCN}^{50}$  (noir),  $N_{CCN}^{200}$  (vert) et  $N_{CCN}^{600}$  (rouge). Ces valeurs représentent des moyennes horizontales sur le domaine de simulation, calculées toutes les 10 minutes. Le sommet et la base du nuage sont calculés comme le plus haut et respectivement le plus bas niveau où le rapport de mélange en eau nuageuse atteint une valeur seuil de 0.01 g/kg.

Ces figures révèlent que le cycle diurne est influencé de manière significative par le changement de la concentration des gouttelettes. Néanmoins, la réponse du système n'est pas régulière. Ainsi, pendant la première nuit de simulation le LWP augmente avec l'augmentation de la concentration des CCN (à 200 ou à 600  $cm^{-3}$ ), mais cette tendance s'inverse après 10 HL. En effet, les deux nuages pollués restent plus fins que le nuage pur jusqu'à la fin des simulations. En outre, les différences, en terme d'épaisseur ou de LWP, entre les deux nuages pollués ( $N_{CCN}^{200}$  et  $N_{CCN}^{600}$ ) ne sont pas significatives. Pour cette raison, l'analyse qui suit est limitée à la comparaison des différences observées entre le nuage pur ( $N_{CCN}^{50}$ ) et le nuage le plus pollué ( $N_{CCN}^{600}$ ).

## 5.2 Discussion

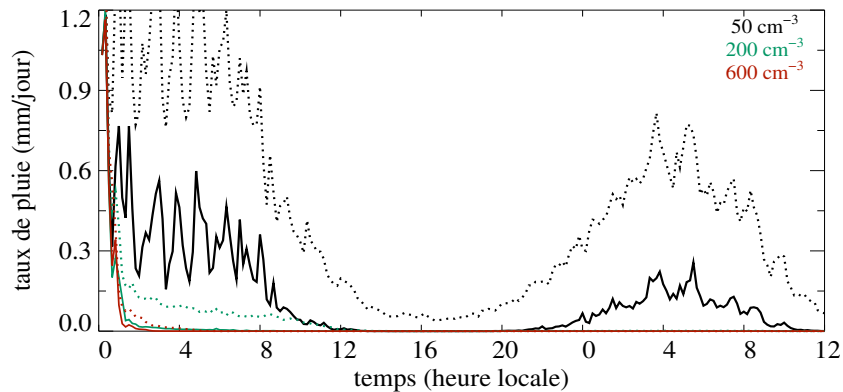
La réponse du cycle diurne du nuage au changement de CDNC résulte d'interactions complexes entre différents processus dans la CLN : les précipitations, la sédimentation des gouttelettes nuageuses, l'entraînement turbulent au sommet du nuage, le refroidissement radiatif dû au rayonnement infrarouge, l'absorption du rayonnement solaire et les flux de chaleur sensible et de chaleur latente émis par la surface. Pour comprendre la sensibilité de la couche nuageuse à CDNC, nous allons donc examiner, dans la première partie de la section suivante, comment les variations de CDNC influencent certains de ces processus. Ensuite, nous discuterons les interactions qui contrôlent l'évolution des CLN dans les cas pur et pollué, respectivement.

### 5.2.1 Impact sur les processus

#### 5.2.1.1 Les précipitations

L'augmentation soudaine de la concentration des CCN de 50 à 200 ou à 600  $\text{cm}^{-3}$  provoque un accroissement de la concentration des gouttelettes et une diminution de leur rayon. Ainsi, le rayon effectif des gouttelettes, au sommet du nuage, diminue de 15  $\mu\text{m}$  pour le cas  $N_{CCN}^{50}$ , à 11  $\mu\text{m}$  pour le cas  $N_{CCN}^{200}$  et à 8.5  $\mu\text{m}$  pour le cas  $N_{CCN}^{600}$ .

L'augmentation de la concentration des gouttelettes inhibe la formation des précipitations, à travers la dépendance inverse en CDNC du taux d'autoconversion (Eq. 3.13). Les taux de précipitation, à la base du nuage et à la surface (Fig. 5.2), indiquent qu'il n'y a quasiment pas de pluie dans les cas pollués (environ une heure après le changement de la concentration des CCN). A l'inverse, le nuage pur, précipite continuellement lors des 36 heures de simulations. Néanmoins, son taux de précipitation est réduit lors de la journée, quand toutes les gouttes de bruine s'évaporent avant d'arriver à la surface. Il faut aussi noter que, dans ce cas, le taux de bruine au sol ne dépasse pas, en moyenne, 0.5 mm/jour, ce qui en fait un nuage faiblement précipitant (Stevens *et al.*, 1998).



**Fig. 5.2:** Évolution temporelle du taux instantané de pluie (mm/jour) à la base du nuage (pointillés) et au sol (traits pleins) pour les trois simulations effectuées pour le cas W6 :  $N_{CCN}^{50}$  (noir),  $N_{CCN}^{200}$  (vert) et  $N_{CCN}^{600}$  (rouge). Ces valeurs représentent les moyennes horizontales sur le domaine de simulation, calculées toutes les 10 minutes.

#### Remarque

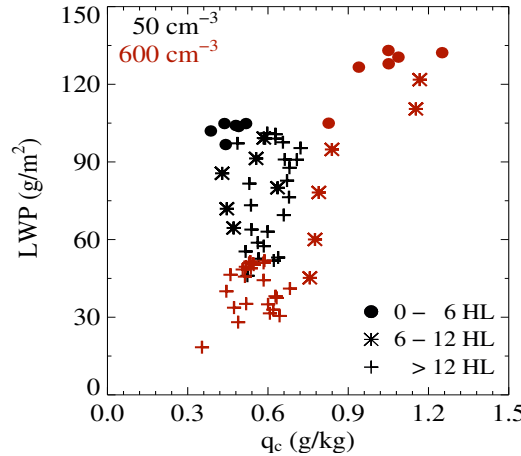
Une remarque s'impose ici, concernant les fluctuations du taux de pluie, moyenné horizontalement, tels qu'ils sont représentés sur la figure 5.2. Ces fluctuations trouvent leur origine dans

le fait que le domaine de simulation ne contient pas beaucoup de cellules nuageuses à un instant donné, parce que sa taille est réduite. Or, les précipitations, sont un phénomène intermittent. Elles se déclenchent lorsque le contenu en eau liquide d'une cellule nuageuse isolée dépasse un certain seuil. Le rapport de mélange en eau précipitante augmente alors par collection des gouttelettes, ce qui entraîne un lessivage de l'eau nuageuse. Le contenu en eau nuageuse diminue ainsi jusqu'à ce que la cellule disparaisse. Les pics du taux de précipitation illustrent bien cette intermittence.

Le test de sensibilité à la taille du domaine (Annexe B) a par ailleurs montré que lorsque le domaine est plus grand, il y a plus de cellules nuageuses, qui se trouvent à chaque instant dans différentes étapes de leur évolution. Les fluctuations du taux de précipitation, moyenné horizontalement, sont de ce fait réduites. Cependant, il est important de noter qu'en terme d'intensité, les flux de précipitation sont comparables dans les deux simulations (sur le grand et le petit domaine). Ces résultats sont montrés en Annexe B.

### 5.2.1.2 La sédimentation des gouttelettes

La vitesse de sédimentation des gouttelettes nuageuses croît avec leur rayon, en  $r^2$  en dessous de  $20 \mu\text{m}$ , proportionnellement à  $r$  au dessus. Dans les nuages pollués, les gouttelettes, plus nombreuses, sont aussi plus petites et l'efficacité du processus de sédimentation faiblit.



**Fig. 5.3:** LWP en fonction du contenu spécifique en eau nuageuse au sommet du nuage (les derniers 30m du nuage) pour les simulations  $N_{CCN}^{50}$  (noir) et  $N_{CCN}^{600}$  (rouge) effectuées dans le cas W6. Ces valeurs représentent les moyennes horaires des moyennes horizontales de LWP et  $q_{c\ top}$ . Les points, les étoiles et les croix correspondent aux intervalles 0-6 HL, 6-12 HL et aux dernières 24 heures de simulation.

La figure 5.3 illustre ce phénomène à travers la comparaison des contenus spécifiques en eau liquide au sommet du nuage  $q_{c\ top}$ , entre le cas pur et le cas pollué. Dans le cas pur, la sédimentation des gouttelettes et la bruine transportent l'eau nuageuse du sommet vers les niveaux inférieurs du nuage. L'inhibition de la précipitation dans le cas pollué conduit à des contenus spécifiques en eau liquide au sommet qui sont plus élevés que dans le cas pur, et ceci pour le même contenu en eau liquide intégré. Sur toute la durée de la simulation, le nuage pollué montre un comportement typique d'un nuage adiabatique : le LWP est proportionnel à  $q_{c\ top}$ . Cette tendance n'est pas observable dans le cas pur, où  $q_{c\ top}$  occupe une plage de valeurs semblables, quelque soit le LWP. Quand la concentration des gouttelettes est réduite et le LWP est grand, les gouttelettes situées dans la région du sommet du nuage sont grosses et

elles sédimentent de manière efficace. Le contenu en eau liquide au sommet est donc réduit et il est moindre que dans certains cas où le LWP est inférieur et la sédimentation moins efficace. On observe, en particulier, que le contenu spécifique en eau liquide au sommet des nuages pollués reste comparable, voir supérieur, à celui du nuage non-pollué, même lorsque leur LWP devient deux fois plus faible (lors de dernières 24 heures de simulation).

### 5.2.1.3 Le refroidissement radiatif au sommet du nuage

L'émissivité d'un nuage dépend principalement de son contenu en eau. Dans une moindre mesure, l'émissivité du nuage dépend aussi de la taille des gouttelettes. Ainsi, l'émissivité augmente lorsque le rayon effectif des gouttelettes diminue à contenu en eau constant. Or, les nuages pollués contiennent plus d'eau au sommet que les nuages précipitants (Fig. 5.3) et les gouttelettes nuageuses sont plus petites. Ils ont donc une émissivité plus grande. De ce fait, le maximum de refroidissement radiatif, qui dépend de l'émissivité du nuage, est plus intense dans ces cas que dans le cas précipitant (Fig. 5.4a)<sup>2</sup>. Ceci est observé même durant les dernières 26 heures de simulation, quand le LWP du nuage pollué est nettement inférieur à celui du nuage précipitant (Fig. 5.4a).

En outre, la distribution verticale du refroidissement radiatif est différente dans les deux cas. Les profils de refroidissement radiatif correspondant à la période 4 - 5 HL<sup>3</sup>, représentés sur la figure 5.4b, montrent que le pic de refroidissement radiatif est moins intense dans le cas précipitant. Cela est dû au fait que le contenu en eau au sommet du nuage précipitant est inférieur à celui du nuage pollué (Figs. 5.3 et 5.4c). Le pic de refroidissement est aussi plus large que celui du nuage non-précipitant (Fig. 5.4b) parce que le maximum de contenu en eau liquide ne se situe plus au sommet, comme dans le cas pollué (Fig. 5.4c).

On peut également remarquer que, dans le cas précipitant, l'augmentation du contenu en eau dans les premières couches au sommet du nuage est moins brusque que dans le cas non-précipitant (Fig. 5.4c). Ainsi, la transition de 0 à 0.4 g/kg se fait, par exemple, sur 50 m dans le cas précipitant et sur seulement 20 m dans le cas pollué. En conséquence, le maximum de refroidissement se situe plus profondément dans le nuage pur que dans le nuage pollué.

Cependant, on peut noter que, même si la distribution verticale du refroidissement radiatif diffère dans les deux cas, la perte d'énergie totale de la CLN due à l'émission en infrarouge thermique<sup>4</sup> est presque la même<sup>5</sup> ( $\approx 60\text{-}65 \text{ W/m}^2$ ).

---

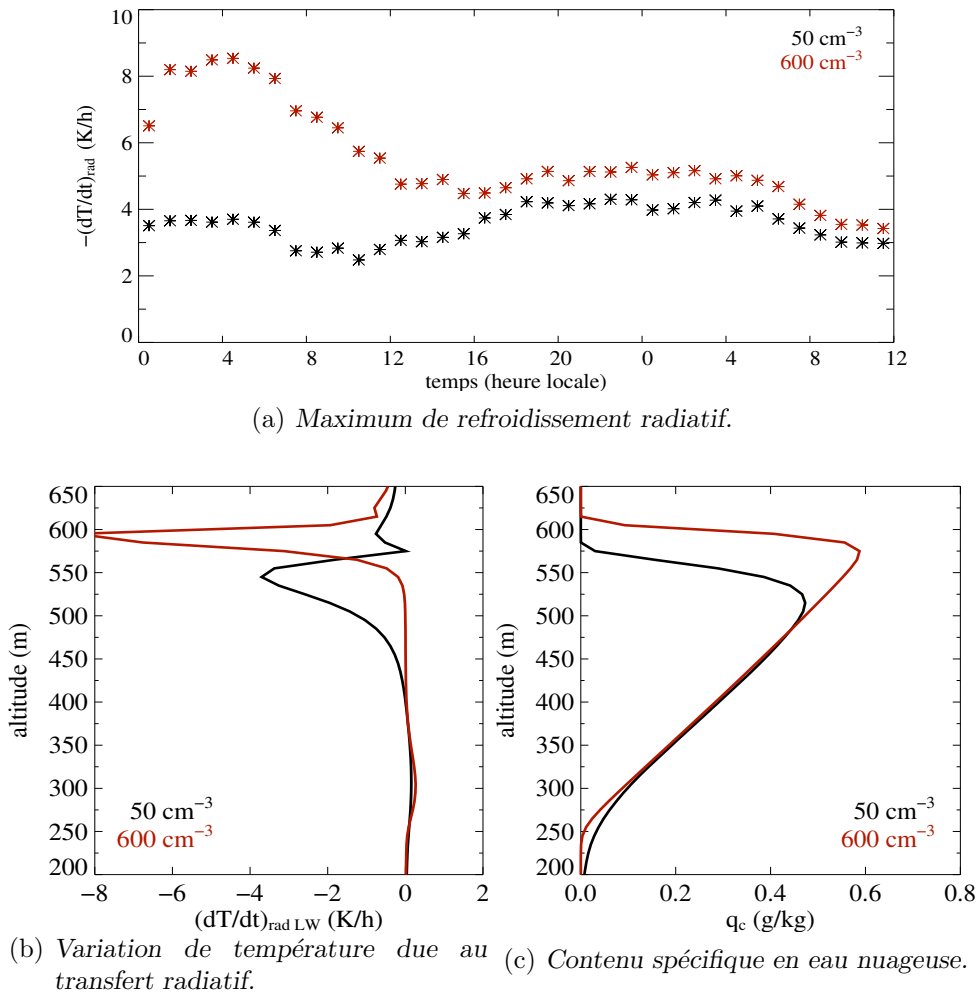
<sup>2</sup>Le refroidissement radiatif au sommet du nuage est déterminé par le rayonnement infrarouge. Cependant, lors de la journée ce refroidissement est partiellement compensé par l'absorption du rayonnement solaire dans le nuage. Le maximum de refroidissement radiatif représenté dans la figure 5.4a est calculé à partir de la divergence du flux radiatif net (infrarouge + solaire).

<sup>3</sup>L'intervalle 4 - 5 HL peut être considéré comme représentatif de la période de nuit, le soleil se levant entre 5 et 6 HL. De plus, à cet instant, 4 heures se sont écoulées depuis le changement de la concentration des CCN, ce qui a permis à cette simulation d'atteindre son propre état d'équilibre.

<sup>4</sup>Cette perte est estimée comme la différence entre le flux infrarouge net au sommet de la CLN et le flux net à la surface, le flux net étant obtenu comme la différence entre le flux montant et le flux descendant de rayonnement infrarouge.

<sup>5</sup>Cela s'explique par le fait que l'émissivité du nuage tend vers 1 dans les deux cas, donc les nuages absorbent en quasi-totalité (même si dans le cas précipitant cela se fait sur plusieurs couches que dans le cas pollué) le rayonnement infrarouge provenant de l'espace. Ensuite, ils re-émettent proportionnellement à leur température. Cependant, comme les températures des deux nuages sont assez proches, le saut du flux infrarouge dans la partie supérieure du nuage est similaire dans les deux cas.





**Fig. 5.4:** (a) Évolution temporelle des moyennes horaires du maximum de refroidissement au sommet du nuage (K/h), déterminé par la divergence du flux radiatif net (LW+SW) pour les simulations  $N_{CCN}^{50}$  (noir) et  $N_{CCN}^{600}$  (rouge) effectuées dans le cas W6. Profils verticaux des moyennes horaires calculées entre 4 et 5 HL pour (b) la variation de température due transfert radiatif (infrarouge) (K/h) et (c) le contenu spécifique en eau nuageuse, pour les mêmes simulations.

#### 5.2.1.4 L'entraînement turbulent

Plusieurs études LES ont montré que l'augmentation du contenu en eau au sommet du nuage, associée à la suppression de la bruine et à l'affaiblissement de la sédimentation des gouttelettes, mène à une intensification de l'entraînement au sommet du nuage (*Stevens et al.*, 1998; *Ackerman et al.*, 2004; *Bretherton et al.*, 2007). Cependant, le mécanisme responsable de cette augmentation de l'entraînement est actuellement controversée (paragraphe 2.3).

Pour *Stevens et al.* (1998) et *Ackerman et al.* (2004), le renforcement de l'entraînement est associé à une augmentation de la turbulence dans le nuage non-précipitant et en particulier à son sommet. Dans le jeu de simulations discutées ici, le contenu en eau au sommet du nuage et la vitesse d'entraînement sont renforcés dans le cas non-précipitant (Figs. 5.3 et 5.5e), mais les valeurs de la TKE au sommet du nuage<sup>6</sup> (les 30 dernières mètres) ne sont pas significativement

<sup>6</sup>La TKE au sommet du nuage désigne ici la somme des contributions des échelles résolues et des mouvements sous-maille à l'énergie cinétique. Néanmoins, dans la région située au sommet du nuage, la TKE sous-maille est

différentes entre le cas pur et le cas pollué (Fig. 5.5a).

Pour *Bretherton et al.* (2007), la turbulence au sommet n'est pas notablement différente, c'est l'efficacité de l'entraînement (Eq. 2.32) qui est modifiée. Dans nos simulations, cette l'efficacité d'entraînement est effectivement plus importante dans le cas non-précipitant, mais seulement pendant les 12 premières heures de simulation (Fig. 5.5b).

En fait, la différence la plus notable est dans l'intensité des courants verticaux (Fig. 5.5c). Ainsi, l'écart quadratique moyen de la perturbation de la vitesse verticale dans les 50 mètres en dessous de l'inversion ( $\sigma_w^{inv}$ ) est constamment plus grand dans le cas pollué.

Pour expliquer le fait que  $\sigma_w^{inv}$  est plus grand dans les cas pollués, il est utile d'analyser la structure des champs horizontaux de LWP et de vitesse verticale dans les deux cas. Nous illustrons ici les structures horizontales des deux nuages simulés à 6 HL lors de la première nuit (Fig. 5.6). Le champs de LWP est relativement uniforme pour le nuage pollué (à droite), tandis que le nuage précipitant (à gauche) présente une structure plus hétérogène avec des zones où le LWP est fortement diminué du fait de la sédimentation de la bruine (Fig. 5.6, en haut).

Pour la même échéance, nous avons également représenté les champs de vitesse verticale à deux niveaux proches de l'inversion : le niveau correspondant à l'altitude moyenne à laquelle se trouve le sommet du nuage (noté  $z_{ct\ mean}$ )<sup>7</sup> et le dernier niveau où il y a encore des mailles nuageuses (noté  $z_{ct\ max}$ )<sup>8</sup>. À  $z_{ct\ mean}$  le nuage précipitant contient moins de cellules convectives<sup>9</sup> (ou updrafts) que le nuage pollué (21 par rapport à 41). Il contient aussi moins de 'downdrafts'<sup>10</sup> (27 contre 76 dans le cas pollué) et leur intensité est plus faible que dans le cas non-précipitant (Fig. 5.6, au milieu). Cela corrobore l'hypothèse de *Stevens et al.* (1998) selon laquelle la bruine stabilise et affaiblit les courants verticaux.

Ces résultats sont en accord avec les études de *Stevens et al.* (1998) et *Savic-Jovicic et Stevens* (2007) qui avaient mis en évidence les différences existantes entre un cas précipitant et un cas non-précipitant de stratocumulus marin. Ainsi, les structures des nuages précipitant et non-précipitant sont de même nature que les morphologies de type 'open-cells' et respectivement 'closed-cells' qui avaient été suggérées, à une plus grande échelle, par les simulations de *Savic-Jovicic et Stevens* (2007)<sup>11</sup> et par les observations effectuées pendant la campagne DYCOMS-II (*Stevens et al.*, 2005b). De même, les courants verticaux sont plus intenses dans le cas pollué et ils pénètrent donc plus profondément dans l'inversion. Ainsi, au niveau  $z_{ct\ max}$  il y a encore 22 cellules convectives et 15 downdrafts, alors que, dans le cas précipitant, les vitesses sont plus faibles et il n'y a plus que 9 updrafts et 5 downdrafts (Fig. 5.6, en bas). La figure 5.7 montre l'écart type (par niveau) de la vitesse verticale dans la région voisine à l'inversion. Il apparaît qu'effectivement les fluctuations de la vitesse verticale dans cette région sont plus importantes dans le cas pollué. Cette intensité accrue des courants verticaux, induite par la suppression de la bruine (*Stevens et al.*, 1998) et par le refroidissement plus fort au sommet du nuage, résulte

---

nettement inférieure (jusqu'à un facteur 10) à la TKE résolue. Il apparaît donc ainsi que ce sont les structures plus organisées, explicitement représentées dans les LES, qui comptent le plus pour l'entraînement turbulent de l'air sec et chaud de l'inversion.

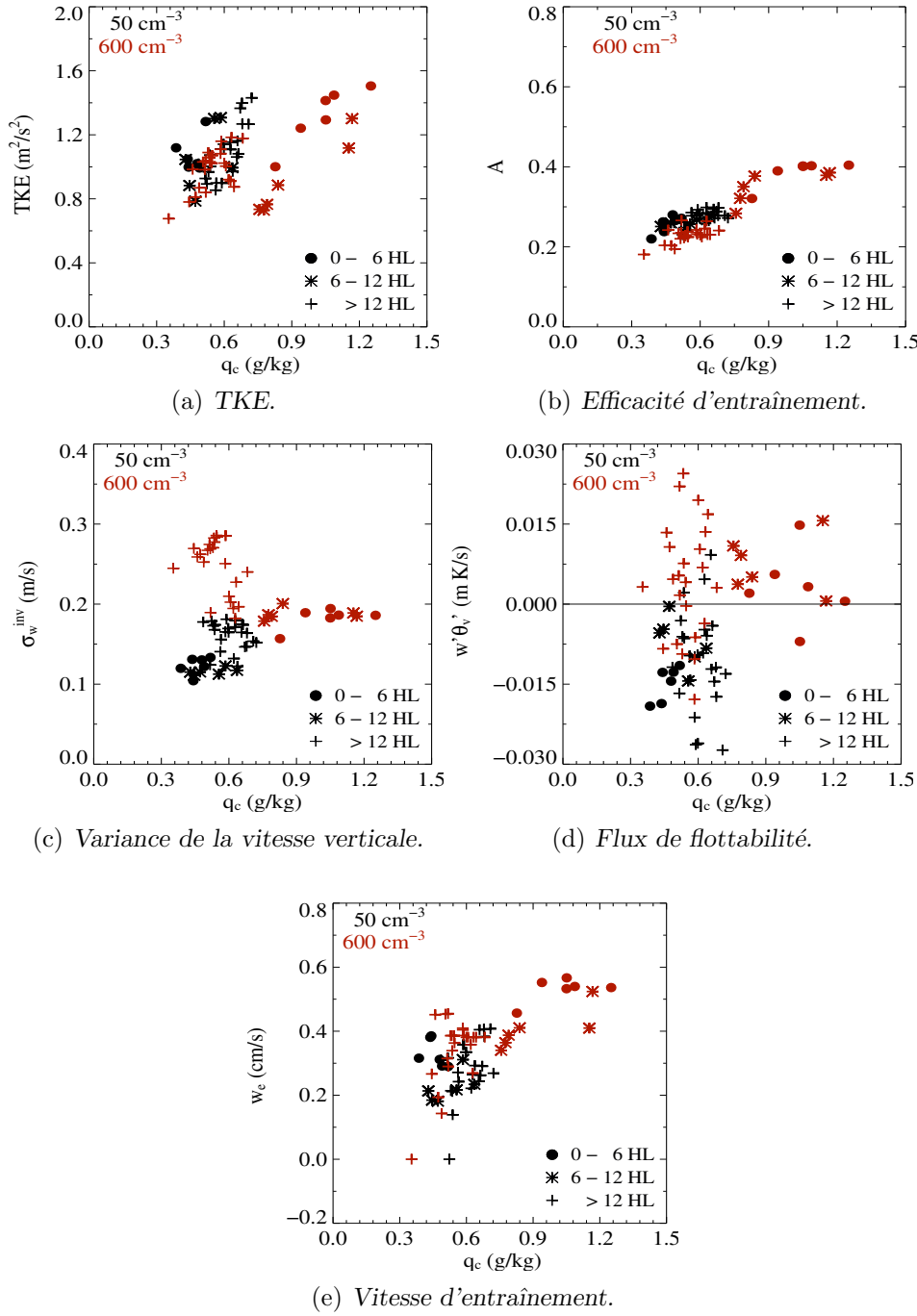
<sup>7</sup>Le sommet du nuage, déterminé comme le dernier niveau où le contenu en eau nuageuse est supérieur à 0.01 g/kg, varie d'une colonne à une autre sur le domaine de simulation. Le niveau  $z_{ct\ mean}$  représente donc la hauteur du sommet du nuage, moyennée sur toutes les colonnes.

<sup>8</sup>Une maille est considérée comme nuageuse si son contenu en eau est supérieur à 0.01 g/kg.

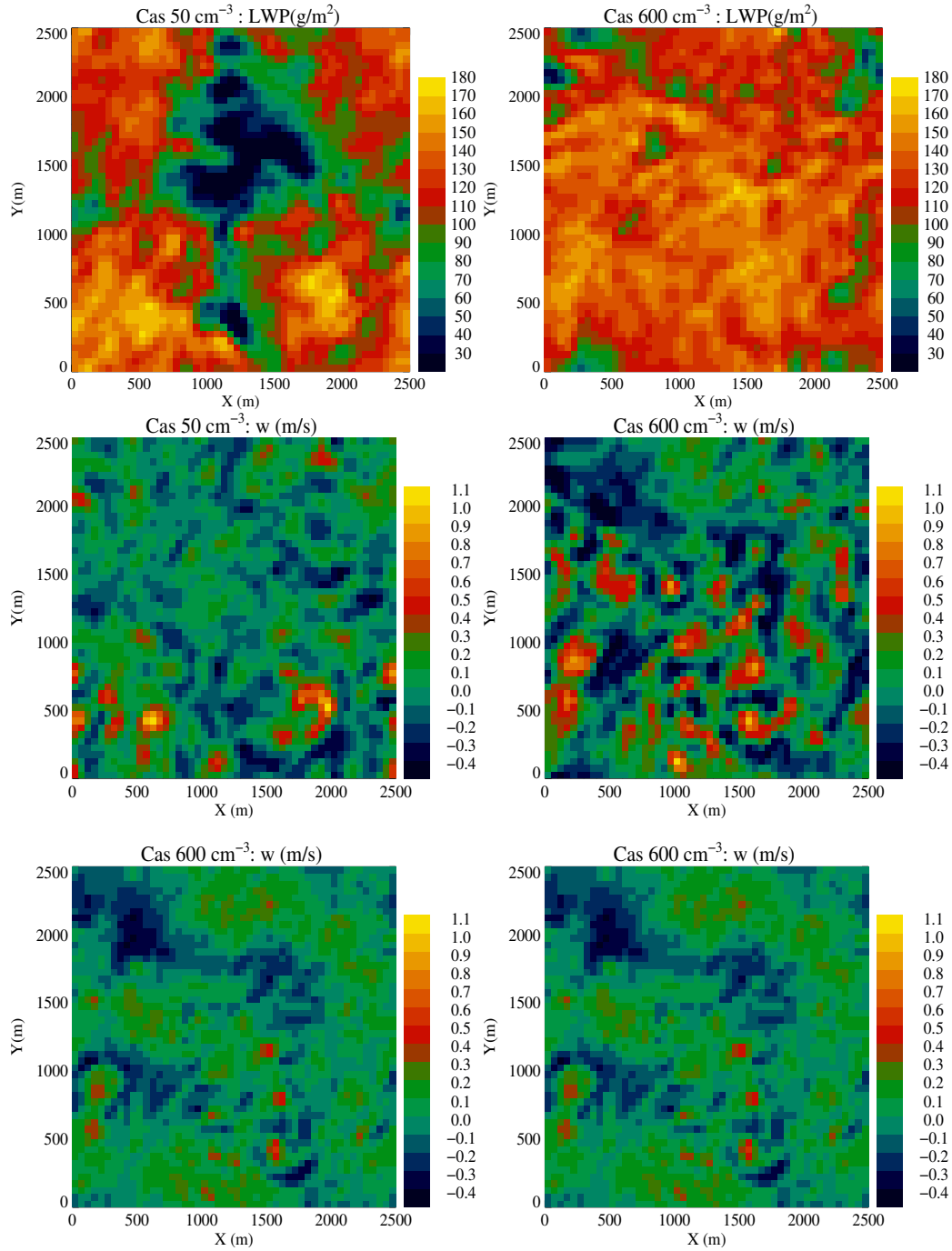
<sup>9</sup>Une cellule convective correspond ici aux régions de vitesse verticale supérieure à 0.25 m/s.

<sup>10</sup>Les downdrafts sont définis ici comme les régions caractérisées par des vitesses verticales inférieures à -0.25 m/s.

<sup>11</sup>Notons toutefois que ces simulations ont été effectuées sur un domaine 10 fois plus étendu que celui utilisé dans notre étude.



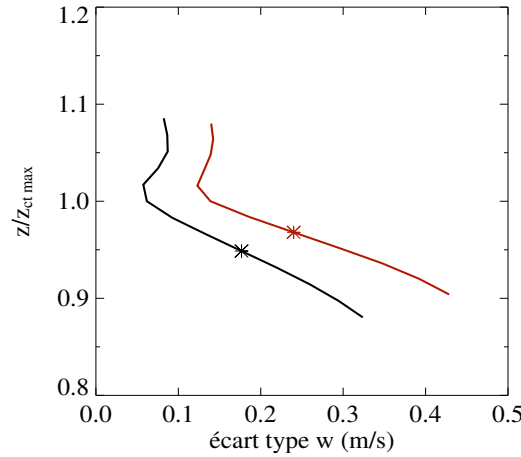
**Fig. 5.5:** (a)  $TKE$  ( $m^2/s^2$ ), (b) efficacité d'entraînement  $A$ , (c) intensité des courants verticaux  $\sigma_w^{inv}$  (m/s), (d) flux de flottabilité ( $m K/s$ ) et (e) vitesse d'entraînement  $w_e$  (m/s), en fonction du contenu spécifique en eau nuageuse au sommet du nuage (g/kg). La vitesse d'entraînement a été calculée comme  $w_e = dz_i/dt - w_s$ , où  $z_i$  est l'altitude de l'inversion et  $w_s$  est la vitesse de la subsidence de grande échelle. Les points noirs et rouges correspondent aux simulations  $N_{CCN}^{50}$  et  $N_{CCN}^{600}$  effectuées dans le cas W6. Les valeurs représentent des moyennes horaires des valeurs de  $TKE$ ,  $A$ ,  $\sigma_w^{inv}$ ,  $w'\theta_v'$  et  $w_e$ , moyennées horizontalement sur le domaine de simulation. Les points, les étoiles et les croix correspondent respectivement aux intervalles 0-6 HL, 6-12 HL et aux dernières 24 heures de simulation.



**Fig. 5.6:** Champs horizontaux de LWP (en haut); champs de vitesse verticale à l'altitude moyenne à laquelle se situe le sommet du nuage (au milieu) et au dernier niveau où il y a encore des mailles nuageuses (en bas) pour les simulations  $N_{CCN}^{50}$  (à gauche) et  $N_{CCN}^{600}$  (à droite), effectuées dans le cas W6. Ces champs représentent les valeurs instantanées à 6 HL lors de la première nuit de simulation.

en un flux de flottabilité au sommet du nuage qui est plus grand dans le cas pollué que dans le cas pur (Fig. 5.5d).

Les résultats de ces simulations corroborent les résultats publiés dans la littérature : ainsi, l'affaiblissement de la sédimentation des gouttelettes et la suppression de la bruine, associés à une



**Fig. 5.7:** Écart type de la vitesse verticale (à chaque niveau) à proximité du sommet du nuage pour les simulations  $N_{CCN}^{50}$  (à gauche) et  $N_{CCN}^{600}$  (à droite) effectuées dans le cas W6 (à 6 HL, lors de la première nuit de simulation). Les écarts type sont représentés en fonction de l'altitude normalisée par la hauteur à laquelle se trouve le dernier point nuageux ( $z_{ct\ max}$ ). L'étoile indique l'altitude moyenne à laquelle se trouve le sommet du nuage (normalisée par  $z_{ct\ max}$ ).

augmentation de la concentration des gouttelettes, induisent une hausse du taux d'entraînement turbulent au sommet du nuage. Cela provoque une expansion plus marquée de la CLN. En effet, la figure 5.1a montre que le sommet des nuages pollués monte quelques dizaines de mètres plus haut que celui du nuage précipitant. Cependant, le fait qu'il y ait plus d'entraînement dans les cas pollués n'explique pas entièrement les différences d'évolution entre ces nuages et le nuage précipitant, surtout que lors de la journée les taux d'entraînement sont comparables dans les deux cas. Pour expliquer ces différences, il est nécessaire d'analyser plus attentivement le couplage entre les impacts de l'aérosol et le cycle diurne.

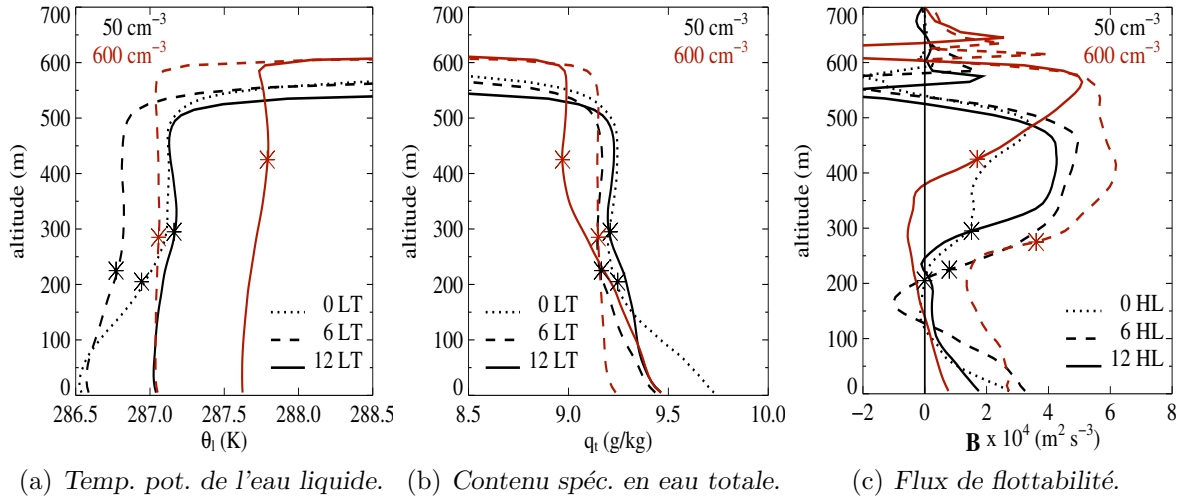
## 5.2.2 Le couplage avec le cycle diurne

La figure 5.1b suggère un renversement dans le comportement du nuage pollué vers 6 HL, lorsque le soleil se lève. Avant, son LWP est plus important que celui du nuage pur, mais après 6 HL, il décroît plus rapidement que celui-ci. Par conséquent, nous analyserons l'évolution des deux CLN sur la période de nuit 0-6 HL, puis sur la période de jour, entre 6 et 12 HL. Nous examinerons ensuite l'évolution des deux systèmes lors des dernières 24 heures de simulation.

### 5.2.2.1 La période de nuit 0-6 HL

Les figures 5.8a et 5.8b montrent l'évolution de l'état thermodynamique de la CLN entre 0 et 6 HL. Les deux simulations commencent à 0 HL avec les mêmes profils de  $\theta_l$  et  $q_t$ . À 0 HL, la couche limite se trouve dans un état stable, étant légèrement plus froide et plus humide près de la surface. Cette structure résulte de la période de spin-up (entre 21 et 0 HL), quand une fraction significative de l'eau liquide a été transportée vers les niveaux inférieurs de la CLN par la sédimentation de la bruine (pendant la période de spin-up, CDNC est d'environ  $40\text{ cm}^{-3}$ ).

Après 0 HL,  $\theta_l$  diminue progressivement dans la couche nuageuse précipitante jusqu'à l'apparition du soleil (vers 6 HL) (Figs. 5.8a et 5.9c). Dans cette région, le refroidissement radiatif et l'accroissement du contenu en eau nuageuse par sédimentation des gouttelettes priment sur le réchauffement dû à l'entraînement turbulent, qui est faible dans ce cas, et la diminution du



**Fig. 5.8:** Profils verticaux à 0 HL (pointillés), à 6 HL (tirets) et à 12 HL (traits pleins) (a) de la température potentielle de l'eau liquide (K), (b) du contenu spécifique en eau totale (g/kg) et (c) du flux de flottabilité ( $B = \frac{g}{\theta} w' \theta_v' \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}^3$ ) pour les simulations  $N_{CCN}^{50}$  (noir) et  $N_{CCN}^{600}$  (rouge) effectuées pour le cas W6. Les étoiles indiquent dans chaque cas l'altitude de la base du nuage.

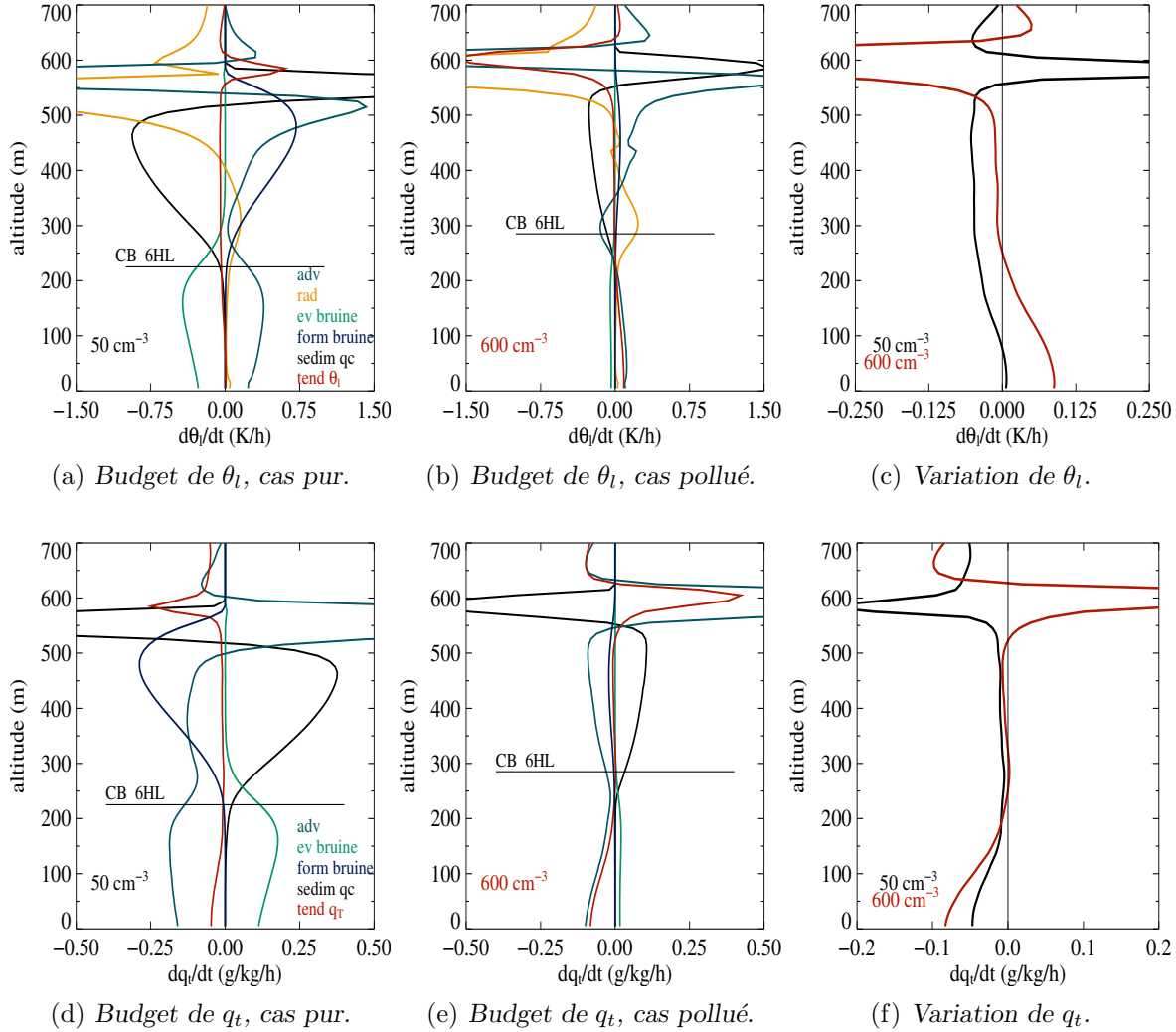
contenu en eau nuageuse qui accompagne la formation de la bruine (Fig. 5.9a). De plus, lors de cette période, 60 % de la quantité de pluie traversant la base du nuage s'évapore avant d'arriver au sol (Fig. 5.2). Le refroidissement associé à l'évaporation des gouttes de pluie compense donc, en dessous du nuage, le réchauffement provoqué par le flux de chaleur sensible émis par la surface. La température ne varie ainsi quasiment pas dans la couche située juste au-dessus de la surface (Figs. 5.8a, 5.9a et 5.9c).

En outre, le contenu spécifique en eau totale reste à peu près constant dans le nuage pur entre 0 et 6 HL, parce que la sédimentation des gouttelettes, le transport turbulent suivant la verticale et la formation de la bruine s'équilibrent. La partie inférieure de la couche située entre la surface et le nuage (CSN), est cependant légèrement asséchée, car le transport d'humidité vers les niveaux supérieurs domine par rapport au gain en vapeur associé à l'évaporation de la bruine (Figs. 5.8b, 5.9d et 5.9f).

Cette distribution non-uniforme sur la verticale des sources de chaleur et d'humidité (Figs. 5.9c et 5.9f) redresse graduellement le profil de température virtuelle potentielle (non-montré), réduisant ainsi la stabilité thermique de la CLN précipitante. En conséquence, le mélange turbulent s'intensifie dans la couche nuageuse et dans la CSN. Ce comportement est illustré par l'évolution du profil vertical du flux de flottabilité, représenté dans la figure 5.8c. Cependant, le flux de flottabilité présente encore des valeurs négatives sous la base du nuage à 6 HL, ce qui signifie que la CLN n'est pas parfaitement mélangée.

Dans le cas pollué, le LWC au sommet est plus grand et cela induit un refroidissement radiatif plus important (Fig. 5.4a). Néanmoins, comme l'entraînement au sommet est plus intense, le refroidissement radiatif est compensé de manière plus efficace et la partie supérieure de la CLN est moins refroidie que dans le cas précipitant. De plus, en absence de précipitations, la CSN est fortement réchauffée par le flux de surface de chaleur sensible (Figs. 5.8a, 5.9b et 5.9c). Puisque dans ce cas la sédimentation de la bruine ne transporte pas d'eau vers les basses couches de la CLN, la seule source d'humidité près de la surface est l'évaporation à la surface. De plus, comme en absence de précipitations, le mélange turbulent est plus intense, la vapeur

d'eau est transportée plus efficacement de la surface vers les niveaux supérieures de la CLN, où elle compense l'assèchement dû à l'entraînement turbulent (Fig. 5.9e). La CSN est donc plus fortement asséchée que dans le cas précipitant par le transport d'humidité vers les niveaux supérieures de la CLN (Figs. 5.8b et 5.9e). Cette évolution des termes sources et puits de température et d'humidité (Figs. 5.9c et 5.9f) mène à une CLN parfaitement mélangée à 6 HL. Les valeurs du flux de flottabilité, positives dans toute la couche limite, soulignent le couplage entre le nuage pollué et la CSN à la fin de la nuit (Fig. 5.8c).

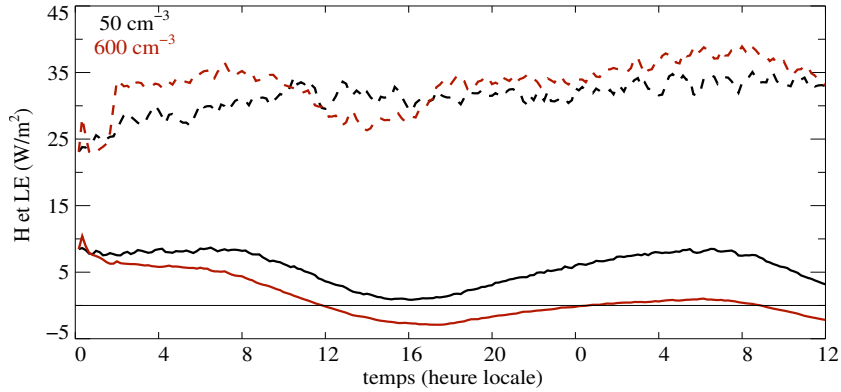


**Fig. 5.9:** Moyennes horaires des termes source et puits de  $\theta_l$ , entre 0 et 6 HL, pour les cas (a)  $N_{CCN}^{50}$  (en haut à gauche) et (b)  $N_{CCN}^{600}$  (en haut au milieu) : l'advection verticale (bleu), le rayonnement (orange), la sédimentation des gouttelettes nuageuses (noir), l'évaporation de la bruine (vert), la formation de la bruine (bleu foncé). La somme de ces termes, qui représente la variation de  $\theta_l$ , en K/h, est rapportée en rouge. Termes sources et puits de  $q_t$ , entre 0 et 6 HL, pour les cas (d)  $N_{CCN}^{50}$  (en bas à gauche) et (e)  $N_{CCN}^{600}$  (en bas au milieu) : l'advection verticale (bleu), la sédimentation des gouttelettes nuageuses (noir), l'évaporation de la bruine (vert), la formation de la bruine (bleu foncé). La variation de  $q_t$ , en g/kg/h, est représentée en rouge. Les traits horizontaux correspondent à l'altitude de la base du nuage à 6 HL. À droite, sont représentées les variations (c) de  $\theta_l$  (en haut) et (f) de  $q_t$  (en bas) pour les 2 simulations :  $N_{CCN}^{50}$ , en noir, et  $N_{CCN}^{600}$ , en rouge.

À 6 HL, les deux nuages ont la même épaisseur, avec toutefois une base et un sommet plus

élevés dans le cas pollué (Fig. 5.1a). Son LWP est plus grand, même si la CLN est plus chaude et plus sèche que dans le cas précipitant (Fig. 5.1b). Les profils verticaux du flux de flottabilité (Fig. 5.8c) montrent que, tandis que la CLN précipitante est encore légèrement découplée, la CLN polluée est parfaitement couplée. La suppression de la bruine et le renforcement du mélange turbulent, qui favorisent un transport plus efficace d'humidité de la surface vers le nuage, ont généré un LWP plus important dans le cas non-précipitant lors de la première nuit de simulation, malgré l'entraînement plus important. Pendant cette période, les simulations confirment l'hypothèse d'*Albrecht* (1989), qui considérait que l'inhibition de la bruine par l'augmentation de la CDNC (associée à une augmentation de la concentration des CCN) devait conduire à une augmentation du LWP.

Il est important de noter que les évolutions différentes de la structure thermodynamique de la CLN, dans les deux cas, doivent aussi modifier les flux de surface. Ainsi, comme l'air situé au-dessus de la surface est plus chaud dans le cas pollué (Fig. 5.8a), le flux de chaleur sensible diminue par rapport au cas précipitant (Fig. 5.10). En revanche, la quantité de vapeur disponible près de la surface étant inférieure à celle du cas précipitant (Fig. 5.8b), une hausse du flux de chaleur latente se produit lors de cette première nuit de simulation (Fig. 5.10). À titre d'exemple, la valeur du flux de chaleur sensible moyennée entre 2 et 6 HL est de  $6 \text{ W/m}^2$  pour le cas  $N_{CCN}^{50}$  et de  $8 \text{ W/m}^2$  pour le cas  $N_{CCN}^{600}$ . Pour le flux de chaleur latente, les valeurs moyennées sur la même période sont de  $33.4$  et de  $28.2 \text{ W/m}^2$  pour les cas  $N_{CCN}^{600}$  et  $N_{CCN}^{50}$ , respectivement.



**Fig. 5.10:** Évolution temporelle des flux de chaleur sensible ( $\text{W/m}^2$ ) (trait plein) et de chaleur latente (tirets) ( $\text{W/m}^2$ ) pour les simulations  $N_{CCN}^{50}$  (noir) et  $N_{CCN}^{600}$  (rouge) effectuées dans le cas W6. Les valeurs représentent les moyennes horizontales sur le domaine de simulation, calculées toutes les 10 minutes.

### 5.2.2.2 La période de jour (6 - 12 HL)

Avec le lever du soleil, intervient un nouveau processus physique, à savoir l'absorption du rayonnement solaire, qui joue un rôle déterminant dans l'évolution de la couche limite (paragraphes 2.1 et 2.2). Ainsi,

- d'une part, l'absorption du rayonnement solaire dans le nuage compense partiellement le refroidissement au sommet du nuage dû au rayonnement infrarouge. Le refroidissement au sommet étant moins intense, la production d'énergie cinétique turbulente est diminuée dans cette région. L'intensité des courants descendants générés au sommet du nuage est donc réduite, ce qui provoque un affaiblissement du mélange turbulent entre le nuage et la CSN. En outre, cette réduction de la turbulence au sommet du nuage provoque une baisse du taux d'entraînement.



• d'autre part, le rayonnement solaire réchauffe une zone plus épaisse dans le nuage que la couche sommitale refroidie par le rayonnement infrarouge. Cette distribution non-uniforme des deux sources de chaleur modifie le profil de température dans la couche limite et elle conduit en général à une stabilisation de la couche d'air située à la base du nuage. Cela induit un découplage entre la surface et le nuage, empêchant ainsi le transport d'humidité vers le nuage. En conséquence, la base du nuage s'élève et la couche nuageuse s'amincit.

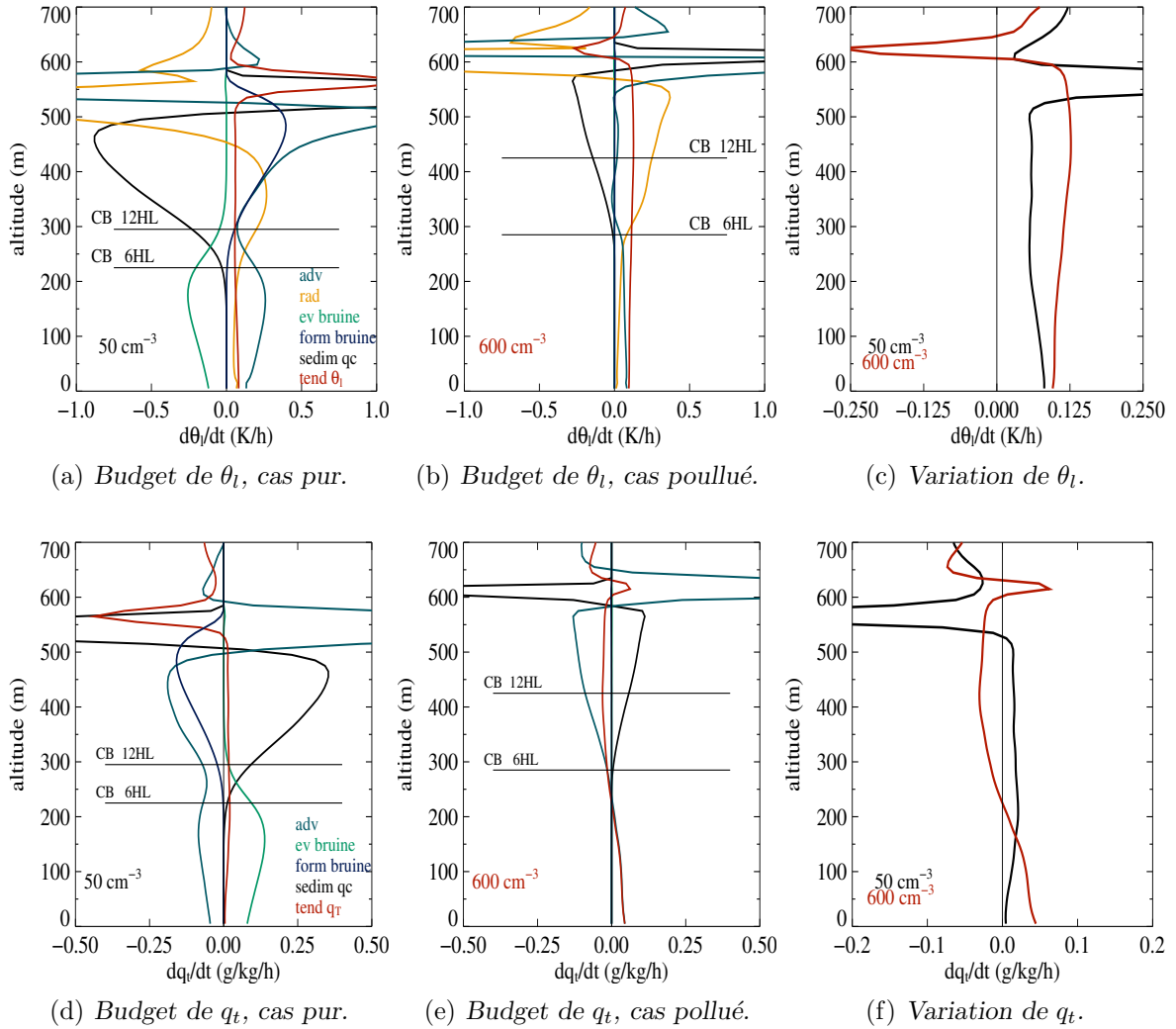
L'interaction du rayonnement solaire avec la dynamique et la microphysique de la CLN conduit ainsi à une diminution progressive du LWP du nuage entre le lever du soleil et 15-16 heures locales<sup>12</sup>.

Les simulations  $N_{CCN}^{50}$  et  $N_{CCN}^{600}$  suivent cette tendance générale, mais elle montrent aussi des différences notables. Ainsi, à partir de 6 HL, le LWP des 2 nuages commence à diminuer graduellement et atteint un minimum vers 16 HL (Fig. 5.1b). Néanmoins, le LWP du nuage pollué diminue plus fortement que celui du nuage non pollué. La différence de LWP, observée durant la nuit entre le cas pollué et le cas pur, se réduit ainsi rapidement après 8 HL. Vers 10 HL les 2 couches nuageuses ont la même épaisseur et le même contenu en eau. À partir de ce moment le nuage pollué devient moins épais et contient moins d'eau que le nuage précipitant (Fig. 5.1).

Dans le nuage pur, les termes source du bilan de  $\theta_l$  (l'absorption du rayonnement solaire, l'entraînement au sommet du nuage et la diminution du contenu en eau liquide par formation de la bruine) contrebalancent les pertes (le refroidissement radiatif et l'augmentation du contenu en eau liquide associé à la sédimentation des gouttelettes). La couche nuageuse se réchauffe donc graduellement entre 6 et 12 HL (Figs. 5.11a, 5.11c et 5.8a). En outre, même si le taux de précipitation au sol est quasiment nul après 9 HL (Fig. 5.2), le nuage précipite faiblement entre 6 et 12 HL. Or, l'évaporation de cette faible bruine dans la région située à la base du nuage est un facteur déterminant pour la structure turbulente de cette CLN. Ainsi, la partie supérieure de la CSN est refroidie par l'évaporation des gouttes de bruine. Ce refroidissement compense partiellement le transport turbulent d'air chaud de la surface et le réchauffement radiatif (dû à l'absorption du rayonnement solaire) dans la région de transition où la base du nuage s'élève d'environ 80 m entre 6 et 12 HL (Fig. 5.11a). Cependant, dans la partie inférieure de la CSN, le réchauffement provoqué par le flux de surface de chaleur sensible l'emporte sur le refroidissement induit par l'évaporation des gouttes de pluie (qui est faible dans cette région). De ce fait, la CSN est réchauffée plus fortement dans ses basses couches (Fig. 5.11c).

En conséquence, la CLN précipitante se réchauffe graduellement, avec toutefois une augmentation plus marquée de sa température près de la surface (Fig. 5.11c). Cette distribution non-uniforme sur la verticale du réchauffement de la CLN redresse le profile de  $\theta_l$  lors de cette période (Fig. 5.8a). De plus, comme l'entraînement turbulent est réduit pendant cette période (Fig. 5.5e), le sommet du nuage descend légèrement (Fig. 5.8a). La quantité d'eau disponible dans les dernières couches de la CLN est alors redistribuée par les termes de transport (Fig. 5.11d) et le contenu spécifique en eau totale connaît une faible augmentation dans toute la CLN et plus particulièrement sous la base du nuage, grâce à l'évaporation de la bruine (Figs. 5.8b et 5.11f). Cette évolution des variables conservatives conduit à une diminution de la stabilité thermique dans la CLN précipitante. En effet, les valeurs positives du flux de flottabilité dans toute la CLN mettent en évidence que le nuage et la CSN sont couplés à 12 HL (Fig. 5.8c). Le transport d'humidité de la surface vers le nuage est donc favorisé et cela contribue à maintenir le LWP du nuage à des valeurs supérieures à 50g/m<sup>2</sup>.

<sup>12</sup>Après midi, heure locale, l'intensité du rayonnement solaire diminue et elle devient très faible après 16 heures.



**Fig. 5.11:** Moyennes horaires des termes source et puits de  $\theta_l$ , entre 6 et 12 HL, pour les cas (a)  $N_{CCN}^{50}$  (en haut à gauche) et (b)  $N_{CCN}^{600}$  (en haut au milieu) : l'advection verticale (bleu), le rayonnement (orange), la sédimentation des gouttelettes nuageuses (noir), l'évaporation de la bruine (vert), la formation de la bruine (bleu foncé). La somme de ces termes, qui représente la variation de  $\theta_l$ , en K/h, est rapportée en rouge. Termes source et puits de  $q_t$ , entre 6 et 12 HL, pour les cas (d)  $N_{CCN}^{50}$  (en bas à gauche) et (e)  $N_{CCN}^{600}$  (en bas au milieu) : l'advection verticale (bleu), la sédimentation des gouttelettes nuageuses (noir), l'évaporation de la bruine (vert), la formation de la bruine (bleu foncé). La variation de  $q_t$ , en g/kg/h, est représentée en rouge. Les traits horizontaux correspondent à l'altitude de la base du nuage à 6 et à 12 HL. À droite, sont représentées les variations (c) de  $\theta_l$  (en haut) et (f) de  $q_t$  (en bas) pour les 2 simulations :  $N_{CCN}^{50}$ , en noir, et  $N_{CCN}^{600}$ , en rouge.

Pendant la même période, la CLN polluée a une évolution différente. Le taux d'entraînement est toujours supérieur à celui du cas précipitant (Fig. 5.5e) et l'absorption du rayonnement solaire est intensifiée dû fait des valeurs plus grandes du LWP au lever du soleil. En l'absence de bruine, il y a pas de terme de refroidissement pour compenser le réchauffement de la zone située à la base du nuage (Fig. 5.11b). En outre, comme la température près de la surface augmente graduellement, le flux de chaleur sensible décroît rapidement pour atteindre des valeurs légèrement négatives à 12 HL (Fig. 5.10). La CSN est donc moins réchauffée par advection de l'air chaud de la surface, tandis que le nuage est graduellement réchauffé par l'entraînement

turbulent et par l'absorption du rayonnement solaire. Cette répartition non-uniforme du taux de réchauffement induit l'apparition d'un saut dans le profil vertical de densité à la base du nuage, ce qui équivaut un découplage entre le nuage et la CSN. Ainsi, la région où la base du nuage monte de 150 m environ entre 6 et 12 HL devient légèrement stable et les profils des variables conservatives ne sont plus constants dans toute la couche limite (Figs. 5.8a et 5.8b).

Le mélange entre le nuage et la CSN est réduit encore plus par la diminution de la TKE dans la CSN qui résulte des valeurs faibles du flux de chaleur sensible. En conséquence, à 12 HL le nuage est découplé de la CSN, le flux de flottabilité devenant négatif sur une couche de 200m sous la base du nuage (Fig. 5.8c). Ce découplage empêche le transport de vapeur de la surface vers le nuage et la vapeur s'accumule ainsi dans la CSN (Figs. 5.11e et 5.11f). En conséquence, LWP décroît rapidement, atteignant à 12 HL une valeur inférieure ( $\approx 30 \text{ g/m}^2$ ) à celle du nuage précipitant (Fig. 5.1b).

Cette évolution de la CLN polluée résulte donc d'un couplage entre le taux plus élevé d'entraînement au sommet du nuage, l'absorption plus intense de rayonnement solaire et la diminution du flux de chaleur sensible à la surface, due au fait que la température de l'air des basses couches devient proche de la température de l'océan. Ce couplage a une double conséquence. Premièrement, la CLN devient plus chaude et plus sèche, ce qui réduit le LWP du nuage. Deuxièmement, la zone située juste en-dessous de la base du nuage se stabilise, le flux de flottabilité présentant des valeurs significativement négatives dans cette région. La CLN se découple et les courants descendants générés au sommet du nuage n'arrivent plus à pénétrer dans la CSN. Dans le même temps, l'air chaud et humide des basses couches ne peut plus monter pour alimenter la couche nuageuse en vapeur d'eau. Finalement, le LWP est réduit encore plus que si la CLN était restée parfaitement mélangée.

### 5.2.2.3 Les dernières 24 heures de simulation

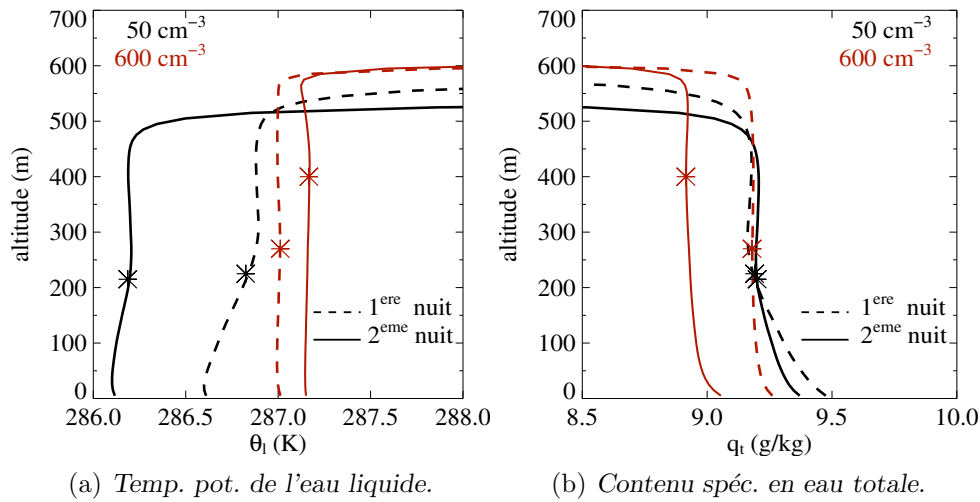
Une fois que le LWP atteint son minimum, vers 15-16 HL, le taux d'entraînement et par conséquent le réchauffement et l'assèchement de la couche nuageuse diminuent (Fig. 5.5e). L'intensité du rayonnement solaire devient également très faible à partir de cet instant. Dans ces conditions, on pourrait s'attendre à ce que la stabilité de la CLN soit réduite et que la vapeur accumulée dans la CSN soit capable de monter pour alimenter à nouveau la couche nuageuse. Le nuage devrait s'épaissir graduellement pour développer le même LWP que pendant la première nuit. Cependant, les résultats des dernières 24 heures de simulation montrent que cela n'est observé que pour le nuage pur. Le cas pollué suit une évolution irréversible, devenant beaucoup moins épais lors de la deuxième nuit (Fig. 5.1).

Après le coucher du soleil (vers 18 HL), en l'absence de rayonnement solaire, le refroidissement dû au rayonnement infrarouge au sommet du nuage intensifie graduellement les courants descendants générés dans cette région. Dans les deux cas, cela contribue à rétablir le mélange entre le nuage et la CSN. Les CLN redeviennent donc mélangées au fil des heures et les couches nuageuses s'épaississent. Néanmoins, le cycle diurne est quasi-périodique seulement dans le cas précipitant.

Pour comprendre ce comportement contrasté des deux couches nuageuses, il est utile de comparer les profils des variables conservatives lors de la première et de la deuxième nuit de simulation. Nous avons donc représenté dans la figure 5.12 les moyennes horaires de  $\theta_l$  et  $q_t$  pour la période 4 - 5 HL, lors de chaque nuit de simulation. Pendant ces 24 heures de simulation, la CLN précipitante se refroidit. On peut donc conclure que le refroidissement radiatif prime sur le réchauffement dû à l'entraînement turbulent et au flux de chaleur sensible. La CLN devient

également moins épaisse, ce qui signifie que la vitesse d'entraînement, moyennée sur les 24 heures, est inférieure à la subsidence. Quant au contenu spécifique en eau totale, il est pratiquement inchangé d'une nuit à l'autre. Il en résulte donc, lors de la deuxième nuit, un LWP semblable à celui de la première nuit (Fig. 5.1b). La CLN polluée par contre, se réchauffe et surtout s'assèche lors de ces 24 heures, ce qui implique que, globalement, l'entraînement au sommet l'emporte sur le refroidissement radiatif. La CLN n'est donc plus suffisamment froide et ne dispose plus d'assez d'eau totale pour développer un nuage aussi épais que lors de la première nuit de simulation. En conséquence, le LWP est nettement inférieur lors de cette deuxième nuit, ayant une valeur de  $50 \text{ g/m}^2$  contre  $135 \text{ g/m}^2$  lors de la même période pendant la première nuit.

Ce jeu de simulations montre donc que, pour des conditions de grande échelle qui favorisent l'apparition d'un cycle diurne périodique dans un cas marin pur, l'augmentation de la concentration des gouttelettes (associée à une augmentation de la concentration des CCN) mène à une évolution non réversible de la CLN.



**Fig. 5.12:** Profils verticaux des moyennes horaires calculées entre 4 et 5 HL, pendant la première (tirets) et pendant la deuxième nuit de simulation (traits pleins) de (a) la température potentielle de l'eau liquide (K) (à gauche) et (b) du contenu spécifique en eau totale (g/kg) (à droite) pour les simulations  $N_{CCN}^{50}$  (noir) et  $N_{CCN}^{600}$  (rouge) effectuées pour le cas W6.

## 5.3 Influence des conditions de grande échelle

### 5.3.1 Les forçages de grande échelle

Les simulations effectuées dans le cas W6 ont révélé la sensibilité du cycle de vie du nuage à la concentration des gouttelettes. Néanmoins, il s'agit là d'un cas particulier pour lequel un certain jeu de forçages de grande échelle a été imposé. De plus, les conditions choisies favorisent un entraînement important au sommet du nuage, amplifiant ainsi l'impact de ce processus sur le cycle de vie du nuage. Il est donc intéressant d'examiner la sensibilité de la réponse de la CLN aux forçages de grande échelle. Pour cela, nous avons refait le même exercice que dans le cas W6 en variant successivement plusieurs forçages.

1. pour le premier cas (noté 1K dans ce manuscrit), la subsidence est calculée comme dans le cas W6 (c'est à dire à partir d'une divergence de  $6 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ), mais nous avons imposé un

refroidissement continu de 1K/jour sur le domaine de simulation. Cela revient à considérer qu'une masse d'air plus froid est advectée horizontalement dans le domaine de simulation tout au long de la période simulée.

2. le deuxième cas (*MST*) est similaire au cas *W6*, sauf pour le saut d'humidité au sommet de la CLN, qui est réduit de -3g/kg à -1g/kg.
3. enfin, le troisième cas (*W4*) utilise une divergence de  $4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$  pour le calcul de la subsidence, tandis que les autres conditions sont les mêmes que dans le cas *W6*. Cette valeur de la divergence est proche de celle proposée par *Duynkerke et Hignett* (1993) pour le cas FIRE-I, à partir des réanalyses des sorties du modèle de ECMWF.

Le cas *1K* est supposé renforcer la condensation dans le domaine ; le cas *MST* doit réduire l'assèchement de la couche limite par l'entraînement ; enfin le troisième cas (*W4*) doit permettre à la couche limite de s'épaissir plus facilement sous l'effet de l'entraînement.

Dans les trois nouveaux jeux de simulation, l'augmentation de CDNC a un impact comparable à celui du cas de référence. Ainsi, les nuages purs précipitent continuellement, même si le taux de pluie faiblit pendant la journée (Fig. 5.14a), alors que la précipitation est totalement inhibée dans les cas pollués (non montré). En outre, le contenu en eau au sommet des nuages pollués est plus élevé que celui des nuages précipitants, la sédimentation des gouttelettes devient moins efficace et l'entraînement turbulent s'intensifie.

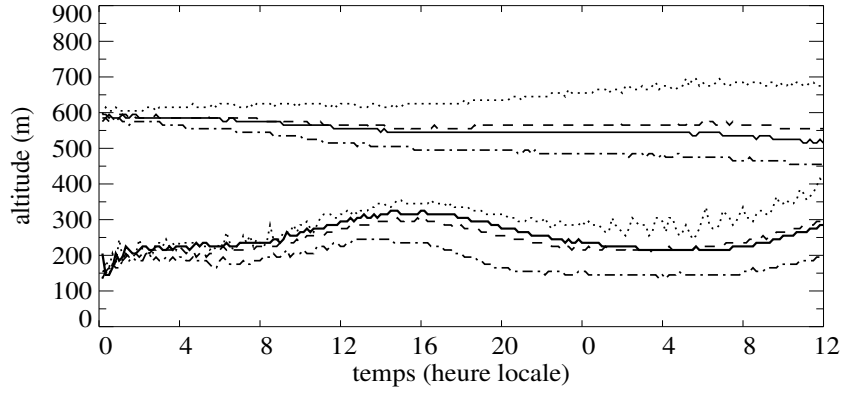
On pourrait s'attendre à ce que les modifications des forçages de grande échelle affectent le LWP dans toutes les simulations. Cependant, il apparaît que ce n'est le cas que pour les nuages non-précipitants. Nous allons donc analyser ici séparément l'évolution des nuages précipitants, puis celle des nuages non-précipitants.

### 5.3.2 Évolution des nuages précipitants

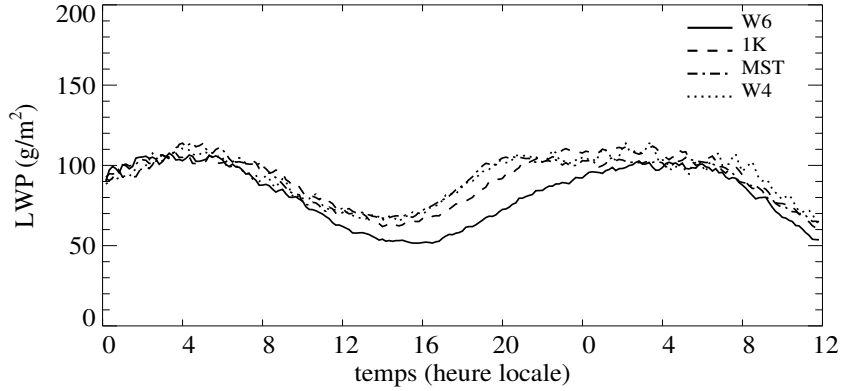
La figure 5.13a montre que l'évolution du sommet du nuage dépend des forçages de grande échelle : il descend d'environ 150 m dans le cas *MST*, alors qu'il monte d'environ 80 m dans le cas *W4*. Cependant, comme la base suit la même tendance, le LWP des cas précipitants est peu modifié (Fig. 5.13b). Ce n'est qu'entre 12 HL et 24 HL qu'on peut observer de légères variations du LWP, qui résultent d'un décalage temporel entre les mouvements de la base et du sommet.

Cette relative insensibilité du LWP aux forçages de grande échelle s'explique par un couplage stabilisateur entre les précipitations et les autres processus physiques qui gouvernent l'évolution de la couche limite. En effet, lorsque les forçages favorisent l'accumulation d'une plus grande quantité d'eau nuageuse, le taux de précipitation s'intensifie en proportion. C'est par exemple le cas entre 18 HL et 4 HL, la seconde nuit, pour les cas *MST*, *1K* et *W4* (Fig. 5.14a). Pendant la journée, cette précipitation s'évapore totalement dans la couche sous-nuageuse (Fig. 5.14a), tandis qu'elle atteint le sol pendant la nuit. Ainsi, l'augmentation du LWP s'accompagne d'un renforcement de la pluie qui résorbe l'excès d'eau nuageuse et ramène le LWP à des valeurs comparables pour les 4 cas.

*Stevens et al.* (1998) a suggéré que la bruine affaiblit les courants descendants d'air nuageux en réduisant le contenu en eau liquide au sommet du nuage (voir explication paragraphe 2.1.7.2). Lorsque la formation de la bruine est plus intense, la production thermique d'énergie cinétique est ainsi réduite. En effet, on observe bien une réduction du flux de flottabilité dans le nuage et la diminution associée de la TKE dans les cas *1K*, *MST* et *W4*, lors des périodes de nuit, quand la bruine est plus intense que dans le cas de référence (Fig. 5.15). De plus, lors de ces périodes (et surtout lors de la deuxième nuit), l'évaporation plus intense des gouttes de bruine



(a) Base et sommet des nuages purs.

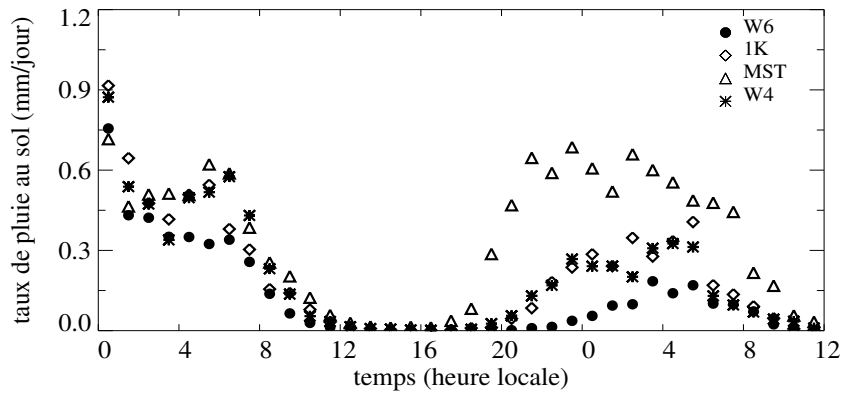


(b) LWP des nuages purs.

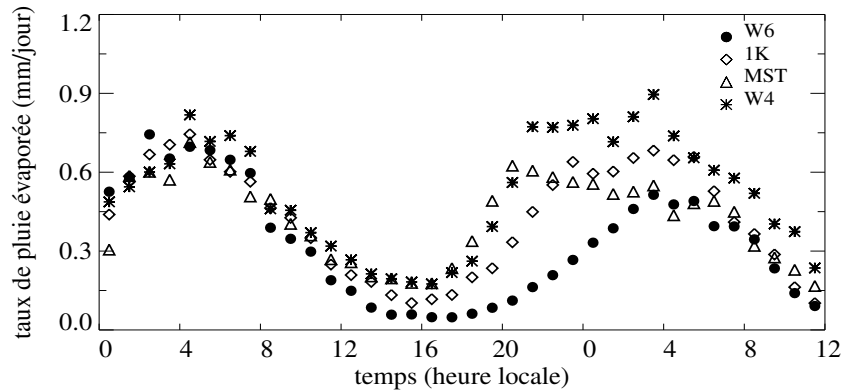
**Fig. 5.13:** Évolution temporelle (a) de la base et du sommet (m), et (b) du LWP ( $\text{g/m}^2$ ) des nuages non pollués simulés dans les cas *W6* (trait plein), *1K* (tirets), *MST* (trait interrompu) et *W4* (pointillés). Ces valeurs représentent des moyennes horizontales sur le domaine de simulation, calculées toutes les 10 minutes. Le sommet et la base du nuage sont calculés comme le plus haut et respectivement le plus bas niveau où le rapport de mélange en eau nuageuse atteint une valeur seuil de  $0.01 \text{ g/kg}$ .

entre la base du nuage et la surface (Fig. 5.14b) produit une stabilisation plus marquée de la CSN. La figure 5.15c montre qu'effectivement le flux de flottabilité a des valeurs plus faibles, voir négatives, sous la base du nuage à la fin de la deuxième nuit dans les cas *1K*, *MST* et *W4*. Le transport d'humidité de la surface vers le nuage est donc inhibé dans ces cas, limitant ainsi l'augmentation du contenu en eau du nuage. Les 4 simulations tendent ainsi vers le même LWP à la fin de chaque nuit (Fig. 5.13b).

Lors de la journée, quand la précipitation est faible et qu'elle s'évapore en-dessous de la base du nuage, LWP varie légèrement avec les conditions de grande échelle. Ainsi, en l'absence d'une formation intense des précipitations, le refroidissement imposé dans le cas *1K*, l'assèchement moins important de la couche nuageuse dans le cas *MST* et l'élévation du sommet du nuage dans le cas *W4*, produisent un LWP plus important que le cas *W6* pendant la journée. De plus, l'évaporation légèrement plus intense des gouttes de bruine sous la base du nuage compense de manière plus efficace le réchauffement dû à l'absorption du rayonnement solaire, limitant ainsi le découplage diurne. La réduction diurne du LWP, et donc l'amplitude du cycle diurne, sont de ce fait moindres dans ces cas. Cependant, une fois que la formation de la bruine redevient active (vers 20 HL, Fig. 5.14a), le mécanisme décrit ci-dessus redevient efficace pour réduire les



(a) Taux de précipitation à la surface.



(b) Taux de précipitation évaporé.

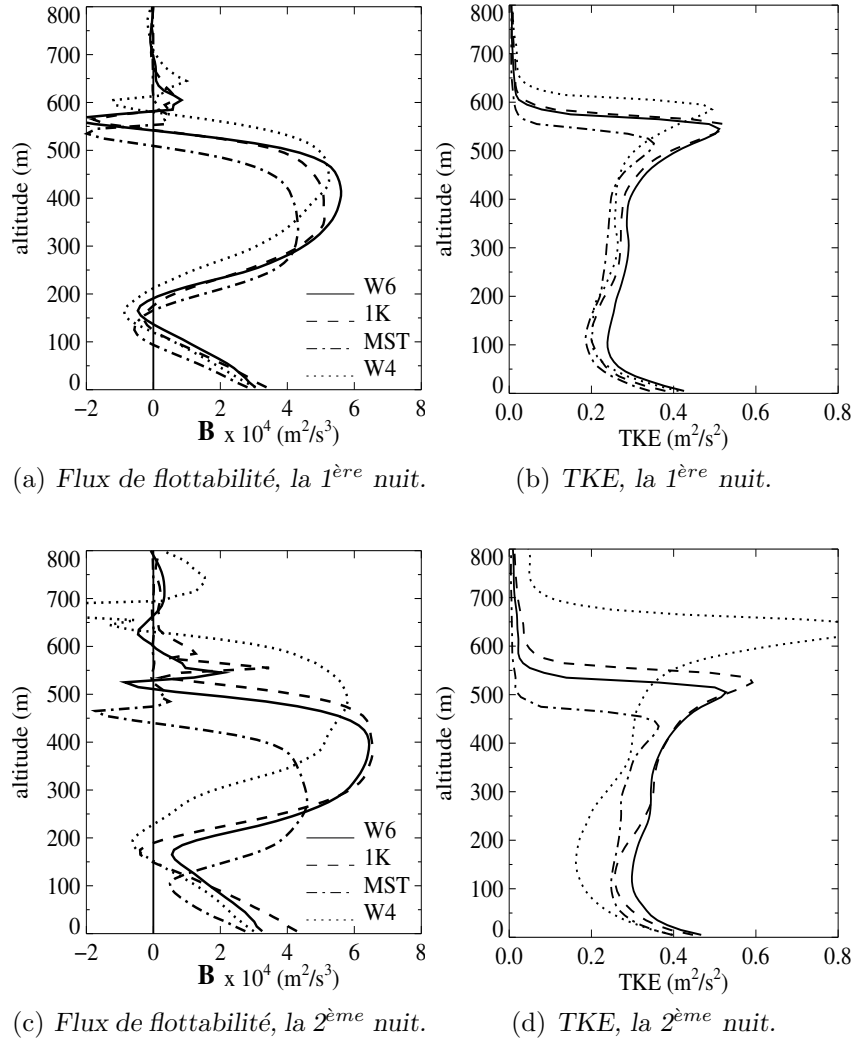
**Fig. 5.14:** Évolution temporelle des moyennes horaires (a) du taux de précipitation à la surface (mm/jour), et (b) du taux de précipitation (mm/jour) évaporé sous la base du nuage pour les nuages purs simulés dans les cas *W6* (trait plein), *1K* (tirets), *MST* (trait interrompu) et *W4* (pointillés).

différences de LWP entre les 4 cas. Il faut remarquer enfin que, dans tous les cas, les nuages précipitants ont des cycles diurnes périodiques, avec des amplitudes qui ne dépendent que très faiblement des forçages grande échelle.

### 5.3.3 Évolution des nuages pollués

En l'absence des précipitations, l'évolution des nuages pollués devient sensible aux forçages de grande échelle. La figure 5.16 montre toutefois que cette sensibilité n'est marquée que pendant les périodes de nuit. Pendant le jour, tous les nuages tendent vers le même minimum de LWP. L'amplitude du cycle diurne est de ce fait fortement affectée par les modifications des forçages de grande échelle.

Il apparaît ainsi que, pendant la première nuit, l'augmentation du LWP est plus marquée dans les cas *MST*, *1K* et *W4*. Dans le cas *W4*, cela est dû au fait que, réduite, la subsidence contrebalance de manière moins efficace l'entraînement au sommet du nuage. Ceci favorise donc une élévation plus rapide du sommet du nuage (Fig. 5.16a). Bien que la couche limite soit dans ce cas légèrement plus chaude et plus sèche que dans le cas *W6* (Figs. 5.17a et 5.17b), la base du nuage ne varie quasiment pas. Cela entraîne un épaississement plus prononcé de la couche

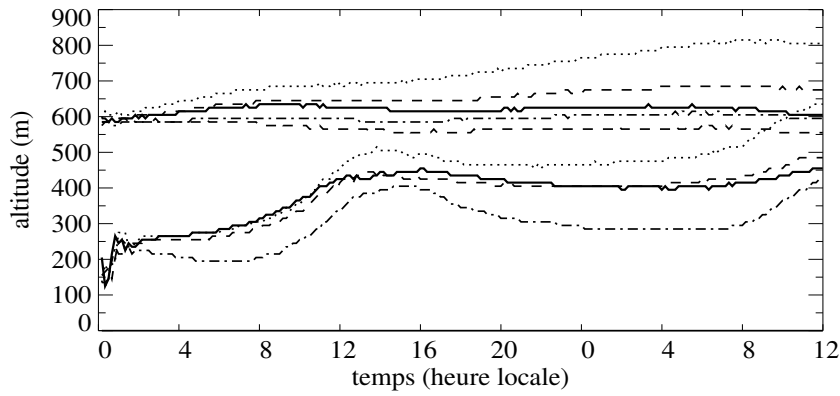


**Fig. 5.15:** Profils verticaux des moyennes horaires entre 5 et 6 HL, lors de la première (en haut) et de la deuxième nuit (en bas), pour le flux de flottabilité ( $B = \frac{g}{\theta} \overline{w'\theta_v'} \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}^3$ ), à gauche, et l'énergie cinétique turbulente ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ), à droite, pour les nuages purs simulés dans les cas *W6* (trait plein), *1K* (tirets), *MST* (trait interrompu) et *W4* (pointillés).

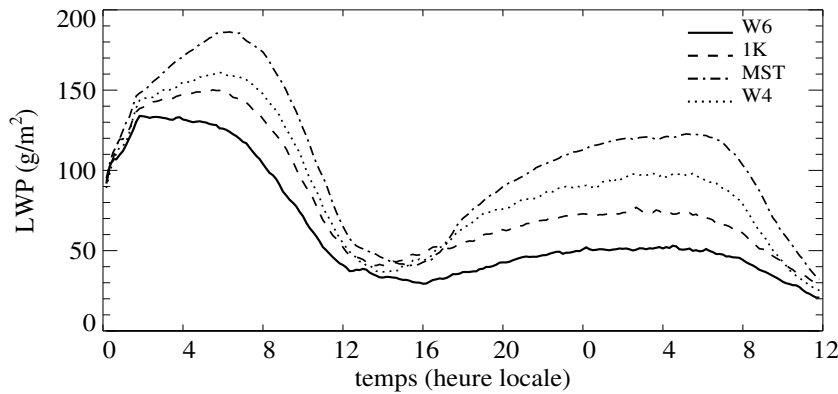
nuageuse et une augmentation de son LWP. Dans le cas *1K*, la CLN est refroidie par l'advection horizontale d'une masse plus froide (Fig. 5.17a). Cela favorise aussi une légère élévation du sommet du nuage et une augmentation du LWP. La simulation *MST* montre un comportement différent, avec une descente progressive du sommet nuage plus marquée que dans le cas *W6*. La descente encore plus prononcée de la base du nuage conduit, cependant, là encore à un épaississement du nuage et à une augmentation de son LWP. Cela est dû à l'affaiblissement de l'entraînement sommital et à une diminution de son impact, parce que l'air entraîné est plus humide que dans le cas *W6*.

Ainsi, dans ces trois cas, le LWP augmente lentement jusqu'au levé du jour. Pour les cas *W4* et *1K* l'augmentation du LWP s'accompagne d'un refroidissement plus intense au sommet du nuage, d'une condensation plus efficace dans cette région et de courants descendants plus forts. Le mélange turbulent se renforce donc progressivement dans la CLN et il devient plus intense que dans le cas de référence à la fin de la nuit (Fig. 5.17c). De ce fait, le transport d'air humide de





(a) Base et sommet des nuages pollués.



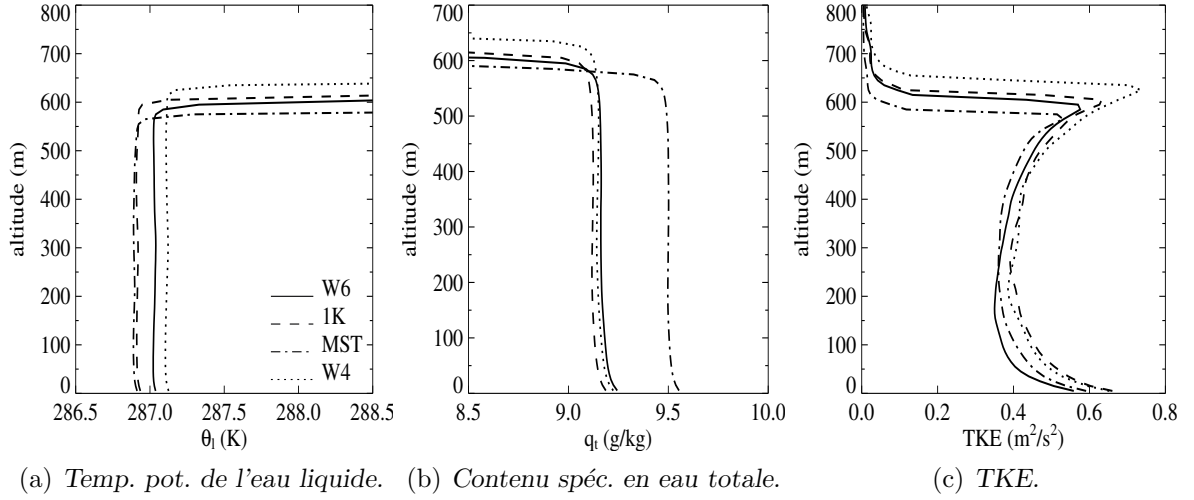
(b) LWP des nuages pollués.

**Fig. 5.16:** Évolution temporelle (a) de la base et du sommet (m), et (b) du LWP ( $\text{g/m}^2$ ) des nuages pollués simulés dans les cas W6 (trait plein), 1K (tirets), MST (trait interrompu) et W4 (pointillés). Ces valeurs représentent des moyennes horizontales sur le domaine de simulation, calculées toutes les 10 minutes. Le sommet et la base du nuage sont calculés comme le plus haut et respectivement le plus bas niveau où le rapport de mélange en eau nuageuse atteint une valeur seuil de  $0.01 \text{ g/kg}$ .

la surface vers le nuage devient plus efficace pour contrebalancer l'assèchement par entraînement sommital et le contenu en eau du nuage augmente. Dans le cas *MST*, la TKE est plus faible au sommet du nuage et dans ce cas c'est la réduction de l'assèchement par entraînement d'un air plus humide qui est la principale cause d'augmentation du LWP.

Le plus surprenant dans ce jeu de simulations est qu'après le lever du jour, les 4 simulations de nuage pollué convergent pour atteindre, vers 15 HL, le même minimum de LWP, de l'ordre de  $40 \text{ g/m}^2$ . Lorsque le LWP est plus grand au lever du soleil, le couplage entre l'entraînement turbulent, l'absorption du rayonnement solaire dans le nuage et la réduction du flux de surface de chaleur sensible conduit à une diminution plus marquée du LWP. De plus, même si la CLN est moins réchauffée dans certains cas (*MST* et *1K*), le flux de chaleur sensible devient (dans tous les cas) légèrement négatif autour de midi, et ce jusque vers 0 HL. En conséquence, la turbulence n'est plus entretenue dans la CSN, ce qui amplifie le découplage entre le nuage et la surface.

Dès que l'intensité du rayonnement solaire commence à diminuer (après 16 HL), le mélange turbulent entre la surface et le nuage se rétablit graduellement, les nuages s'épaississent et le



**Fig. 5.17:** Profils verticaux des moyennes horaires entre 5 et 6 HL, lors de la première nuit, pour (a) la température potentielle de l'eau liquide, (b) le contenu spécifique en eau totale (g/kg) et (c) l'énergie cinétique turbulente ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) pour les nuages pollués simulés dans les cas W6 (trait plein), 1K (tirets), MST (trait interrompu) et W4 (pointillés).

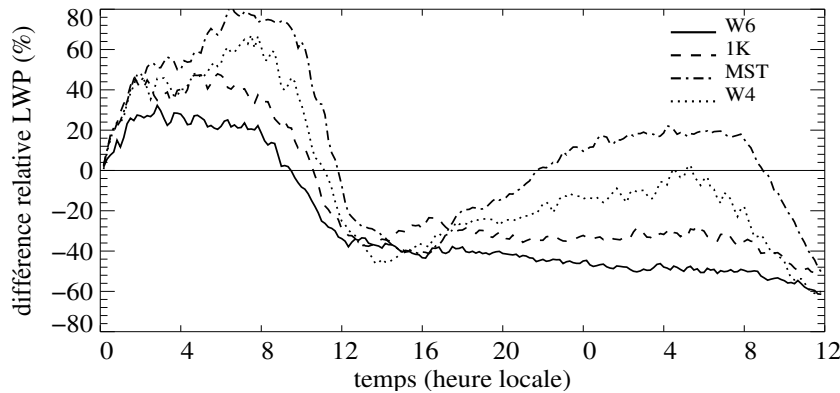
LWP augmente, beaucoup dans le cas *MST*, et de moins en moins pour les cas *W4*, *1K* et *W6*. Cependant, au cours de cette deuxième nuit, la CLN n'est pas suffisamment froide et ne dispose pas d'assez d'eau pour développer le même LWP que lors de la première nuit de simulation. En fin de la deuxième nuit, on observe la même décroissance du LWP et le minimum atteint par les 4 cas au cours de la deuxième journée est encore plus faible que le premier jour, de l'ordre de 20 à 30  $\text{g}/\text{m}^2$  (Fig. 5.16b). Les nuages pollués suivent ainsi une évolution irréversible, n'atteignant dans aucun des cas le LWP développé initialement après le changement de la concentration des CCN.

#### 5.3.4 Impact de l'aérosol sur le cycle diurne : sensibilité aux forçages de grande échelle

Pour illustrer de manière plus synthétique la sensibilité du système aux forçages de grande échelle, nous avons représenté sur la figure 5.18 la différence relative de LWP entre le nuage pollué et le nuage précipitant pour chacun des 4 cas. On observe que, dans tous les cas, la CLN manifeste le même type de réponse à une augmentation de CDNC. Ainsi, l'hypothèse d'Albrecht est confirmée pendant la première nuit, mais elle est infirmée à plus long terme, dès que le rayonnement solaire intervient.

Pendant la première nuit, la différence relative de LWP entre le nuage non-précipitant et le nuage précipitant est positive et elle est très sensible aux conditions de grande échelle. Puisque les nuages précipitants évoluent de façon semblable lors de cette période (Fig. 5.13), la différence relative est due aux évolutions différentes des nuages pollués (Fig. 5.16). Pendant la journée, les nuages pollués deviennent toujours plus fins que les nuages précipitants, quelques soient les forçages de grande échelle. Au cours de la deuxième nuit, le taux d'augmentation du LWP dépend à nouveau dans les cas pollués des forçages de grande échelle. Dans le cas *W4*, le nuage pollué développe le même LWP que le nuage non-pollué (à 5 HL), et dans le cas *MST*, il redevient même plus épais que celui-ci (entre 22 et 9 HL). Cependant, l'évolution des nuages pollués est dans tous les cas irréversible, dû au couplage discuté précédemment entre l'entraînement turbulent,

l'absorption du rayonnement solaire et la réduction du flux de chaleur sensible,.



**Fig. 5.18:** Différence relative (%) de LWP entre le nuage pollué et le nuage pur pour les cas W6 (trait plein), 1K (tirets), MST (trait interrompu) et W4 (pointillés).

## 5.4 Conclusions

L'ensemble des simulations présentées dans ce chapitre a été conçu pour étudier comment le cycle diurne d'une couche limite marine nuageuse est affectée par une modification de la concentration des CCN et de la concentration des gouttelettes qui lui est associée. La méthodologie a été de simuler un cycle diurne périodique dans des conditions pures (CDNC de  $40\text{-}50\text{ cm}^{-3}$ ). La même simulation a ensuite été refaite en augmentant la concentration des CCN après la période de spin-up du modèle. Cet exercice nous a permis d'analyser l'impact d'une variation de CDNC sur différents processus, tels que la sédimentation des gouttelettes, les précipitations, le refroidissement radiatif au sommet du nuage, les flux de surface ou l'entraînement turbulent, et enfin la dynamique de la CLN.

Ces simulations ont montré que la CLN est très sensible à une augmentation de la concentration des gouttelettes lorsque cela mène à la suppression de la bruine. La réponse immédiate de la CLN est une augmentation du LWP, confirmant ainsi l'hypothèse d'*Albrecht* (1989). Cependant, pendant la journée suivante, cette tendance s'inverse et les nuages pollués, non-précipitants, perdent leur eau liquide plus rapidement que les nuages purs. Cette évolution est principalement due à l'intensification de l'entraînement turbulent au sommet des nuages pollués. Elle est toutefois sensiblement renforcée par le découplage diurne de la CLN, induit dans ces cas par l'absorption du rayonnement solaire et par la réduction du flux de chaleur sensible à la surface. La CLN précipitante est moins affectée par ces processus, parce que l'évaporation de la bruine compense dans la partie supérieure de la CSN le réchauffement provoqué par l'absorption du rayonnement solaire et par l'advection d'air chaud et sec de la surface. La CLN précipitante reste ainsi mieux mélangée lors de la journée et le LWP diminue moins que dans les cas pollués. Pendant la nuit suivante, les CLN précipitante et polluée redeviennent mélangées et le LWP augmente à nouveau. Néanmoins, contrairement au nuage pur qui présente un cycle diurne périodique, le LWP du nuage pollué n'atteint pas les mêmes valeurs que lors de la première nuit. Au contraire, il reste inférieur à celui du nuage précipitant jusqu'à la fin de la simulation. Dès lors que la précipitation est inhibée, lorsque la concentration des CCN atteint  $200\text{ cm}^{-3}$  dans nos simulations, une augmentation plus forte de la concentration des CCN ne modifie pas les résultats.

Une étude de sensibilité a été menée afin d'examiner si la réponse de la CLN au changement

de CDNC dépend du moment où l'augmentation de la concentration des CCN se produit. Cette étude a montré que le LWP du nuage pollué décroît et que son cycle diurne est non-périodique quelque soit l'instant où la concentration des CCN est augmentée (Annexe C).

D'autres tests de sensibilité ont été réalisés pour évaluer l'influence des forçages de grande échelle sur la réponse de la CLN à l'augmentation de la concentration des CCN. L'exercice a donc été refait pour différents forçages, en modifiant successivement la subsidence de grande échelle, le saut d'humidité au sommet de la couche limite ou encore en imposant une advection d'air froid dans le domaine de simulation. Pendant la première nuit, le LWP des nuages pollués est toujours supérieur à celui des nuages précipitants, la différence étant très sensible aux forçages imposés. Lors de la deuxième nuit, la CLN polluée est capable de développer un LWP égal, ou même supérieur, à celui du nuage précipitant quand la subsidence est réduite ou quand l'air de l'inversion est plus humide. Ces résultats sont en accord avec les précédentes études LES qui montraient qu'une augmentation de la concentration des gouttelettes n'induit une réduction du LWP, que si l'air entraîné est suffisamment sec (*Ackerman et al.*, 2004). Cependant il faut noter que cette conclusion n'est valable que pendant les périodes de nuit. Pendant le jour, nos simulations suggèrent que le LWP des nuages pollués est toujours inférieur à celui des nuages purs, quelques soient les forçages de grande échelle imposés, du moins dans le domaine de variabilité des forçages testés dans cette étude. Il apparaît ainsi que des processus de rétroaction sont capables de renforcer le taux de dissipation du LWP lorsqu'il est plus élevé en fin de nuit. Par conséquent, tous les nuages pollués tendent vers le même minimum de LWP à 15 HL. Notons enfin que c'est effectivement pendant le jour que l'impact radiatif des nuages de couche limite est le plus important pour le climat, lorsque leur albédo interagit avec le rayonnement solaire.

Les principaux résultats des simulations présentées dans ce chapitre ont fait l'objet d'une publication (*Sandu et al.*, 2007). Cette publication est attachée dans l'annexe D.



## Chapitre 6

# Approche intégrale du cycle diurne de la couche limite nuageuse

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Modèle de couche limite parfaitement mélangée . . . . .</b>	<b>110</b>
6.1.1	Introduction et méthodologie . . . . .	110
6.1.2	Ecart de la simulation tri-dimensionnelle par rapport au MLM . . . . .	111
<b>6.2</b>	<b>Le découplage dans la couche limite . . . . .</b>	<b>114</b>
6.2.1	Introduction et méthodologie . . . . .	114
6.2.2	Les flux aux interfaces . . . . .	116
6.2.3	La période de nuit 3-6 HL . . . . .	116
6.2.4	La période de jour 9-12 HL . . . . .	119
6.2.5	Critère de découplage . . . . .	120
<b>6.3</b>	<b>Conclusions . . . . .</b>	<b>122</b>

---

La simulation LES tri-dimensionnelle de la couche limite nuageuse nous a permis d'examiner les interactions entre les processus physiques qui gouvernent son évolution et de démontrer les mécanismes par lesquels l'aérosol, via l'augmentation de la concentration des gouttelettes de nuage, peut en modifier le cycle diurne. Il n'est cependant pas envisageable aujourd'hui de recourir à ce type de simulations à très haute résolution spatiale dans les modèles de méso-échelle ou les modèles de climat. Dans ces modèles, les processus nuageux se développent à des échelles inférieures à la maille du modèle et ils doivent être paramétrés. Il est donc essentiel d'examiner comment l'effet indirect de l'aérosol peut être simulé à partir d'informations statistiques d'ensemble des systèmes nuageux dans la couche limite.

Deux questions se posent alors : est-il possible de calculer précisément à partir des valeurs moyennes des paramètres d'état de la couche limite (i) les propriétés macroscopiques du champ de nuage et (ii) les flux d'énergie aux interfaces qui gouvernent son évolution diurne. Nous aborderons ces questions en utilisant un modèle intégral (0-D), qui permet de diagnostiquer l'épaisseur et le LWP du nuage dans une couche limite uniforme horizontalement et parfaitement mélangée verticalement. Nous aborderons ensuite la question du découplage dans la couche limite et de son diagnostic à partir des flux aux interfaces.

## 6.1 Modèle de couche limite parfaitement mélangée

Dans le cas d'une couche limite idéale, parfaitement mélangée ou MLM (l'acronyme anglais pour Mixed Layer Model), les variables conservatives  $\theta_l$  et  $q_t$  sont constantes de la surface au sommet de la CLN (Sec. 2.1.6). Les seuls facteurs qui influencent leurs évolutions sont les flux aux interfaces (*i.e.* les flux de surface incluant les précipitations, l'entraînement turbulent au sommet du nuage et la divergence des flux radiatifs). A partir des valeurs de ces deux paramètres, il est possible de diagnostiquer les propriétés macrophysiques de la couche nuageuse, son épaisseur, le profil vertical du contenu en eau liquide, son LWP, et même des propriétés microphysiques, dont le diamètre volumique moyen des gouttelettes, si leur concentration est connue.

Le MLM sert alors de référence pour évaluer les écarts de la simulation tri-dimensionnelle par rapport à cet état idéal. La comparaison s'effectue après avoir moyenné horizontalement les valeurs des variables d'état sur le domaine de simulation, pour obtenir la colonne 1D équivalente ou M1DC (l'acronyme anglais pour Mean 1D Column). On pourra ainsi mesurer l'écart au MLM en terme d'énergie potentielle et examiner la production de l'énergie cinétique qui est nécessaire au mélange vertical dans la couche limite. Notons cependant que le MLM ne représente pas, pour une couche limite donnée, l'état d'énergie potentielle minimum. En effet, des profils verticaux stables peuvent être produits, par les précipitations par exemple, dont l'énergie potentielle sera inférieure à celle du MLM équivalent.

### 6.1.1 Introduction et méthodologie

La principale difficulté dans cette approche est de définir le MLM équivalent à une simulation tri-dimensionnelle donnée *a priori*. Il est en effet important, pour la comparaison, que la couche limite parfaitement mélangée s'approche aussi précisément que possible de l'état qui serait obtenu si, sans flux d'énergie aux interfaces, on mélangeait artificiellement la couche limite tri-dimensionnelle jusqu'à ce qu'elle adopte un profil constant de  $\theta_l$  et de  $q_t$ .

On définit donc une masse de référence d'air sec et une masse de référence d'eau, qui sont légèrement supérieures aux masses d'air sec et d'eau comprises dans une colonne de section unitaire et de hauteur toujours supérieure à la hauteur de la couche limite, sur toute la durée de la simulation. A chaque instant de la simulation tri-dimensionnelle, avec un pas de temps de 10 minutes, on calcule la hauteur de la colonne M1DC qui contient précisément la même masse totale de référence<sup>1</sup>. Cet ajustement à une masse totale constante n'assure pas strictement la conservation des masses d'air sec et d'eau séparément. Les différences sont cependant négligeables sur la durée des simulations considérées ici, étant inférieures à 5 %. Par ailleurs, cet ajustement n'est utile que si on s'intéresse à l'évolution temporelle des énergies du système. Dans ce chapitre, on ne considèrera que les différences entre le MLM et le M1DC, si bien que l'ajustement, commun aux deux calculs, n'a aucun impact.

On définit ensuite à chaque instant la hauteur de la couche limite  $H$ , comme le niveau de la colonne M1DC où le contenu en eau liquide devient inférieur à 0.01 g/kg. Au dessus de  $H$ , les valeurs de  $\theta_l$  et de  $q_t$  dans le MLM sont égales à celle du champ tri-dimensionnel moyen. En dessous de  $H$ , elles sont constantes et telles que la masse totale d'air sec et la masse totale d'eau du MLM soient égales à celles du M1DC. Dans la couche limite, les masses d'air sec et d'eau sont donc bien toutes deux conservées. Ces valeurs de  $\theta_l$  et  $q_t$  sont alors utilisées pour dériver les profils des variables d'état dans la couche limite parfaitement mélangée et tous les termes du

---

<sup>1</sup>Pour toutes les simulations analysées dans ce chapitre, la hauteur de référence de 645 m varie de 6 mètres au maximum.

bilan d'énergie, à l'exception de l'énergie cinétique qui n'est pas définie dans le cadre du MLM.

### 6.1.2 Ecarts de la simulation tri-dimensionnelle par rapport au MLM

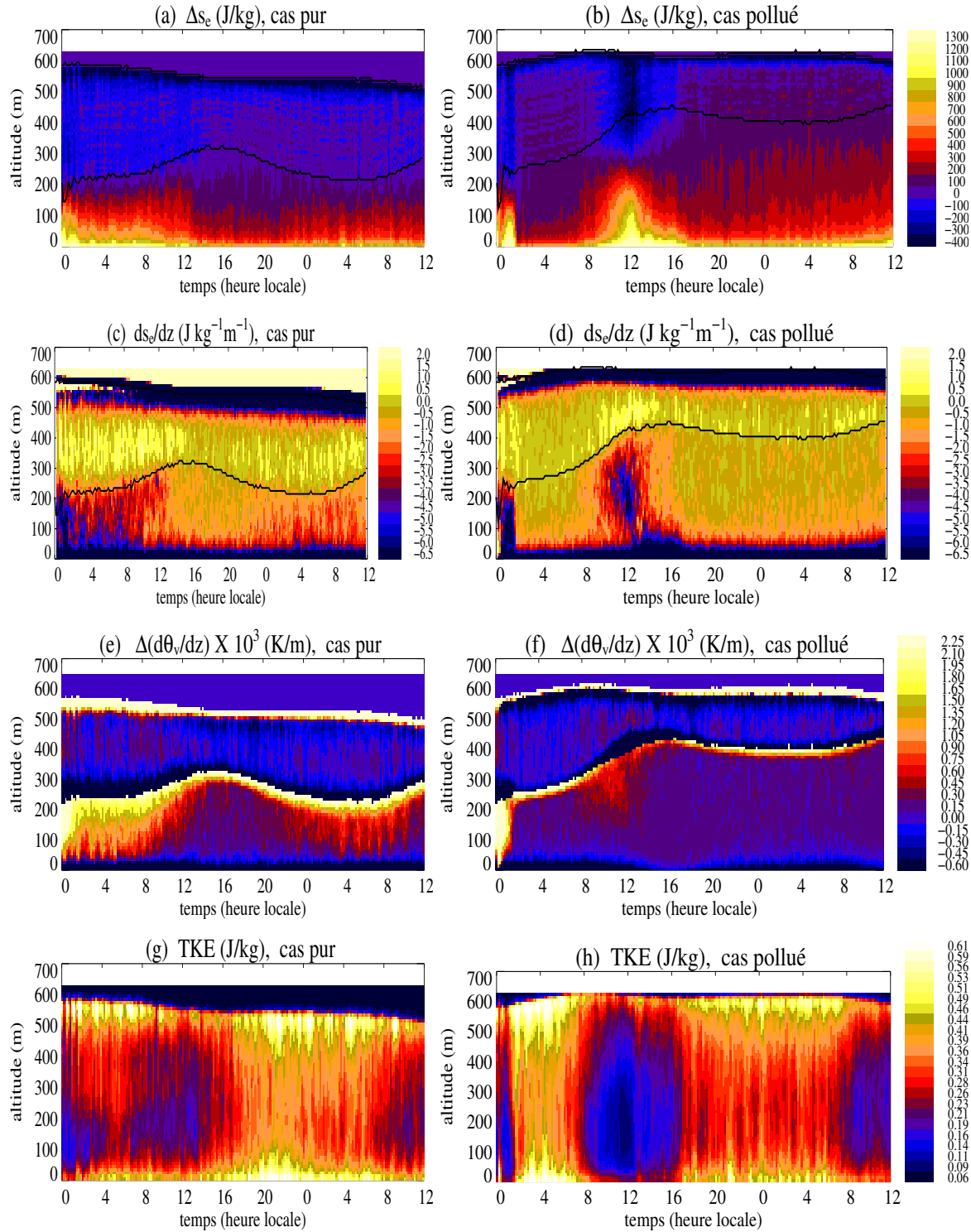
Considérons tout d'abord l'énergie statique humide  $s_e$ <sup>2</sup>. En effet, cette grandeur, qui intègre les énergies interne, latente et potentielle, est conservée lors de mouvements verticaux adiabatiques (Stull, 1988). Dans le MLM, elle est donc constante de la surface au sommet de la couche limite. L'évolution temporelle de son profil vertical dans le M1DC est représentée sur les figures 6.1a et 6.1b, ligne du haut, pour les simulations  $W6 N_{CCN}^{50}$  (à gauche) et  $N_{CCN}^{600}$  (à droite). On a soustrait la valeur constante de  $s_e$  du MLM pour mieux visualiser ses petites variations suivant la verticale. Les nuances de rouge et jaune indiquent les régions où la colonne équivalente a plus d'énergie que le MLM. Inversement, les nuances de bleu et noir indiquent les zones où il y a moins d'énergie que si la colonne était parfaitement mélangée. Sur la deuxième ligne, les figures 6.1c et 6.1d montrent l'évolution temporelle du gradient vertical de cette quantité,  $ds_e/dz$ , pour les deux simulations. Les nuances chaudes représentent les régions de gradient positif et inversement pour les nuances froides.

On observe que, dans les deux cas, les valeurs de  $s_e$  dans la couche sous nuageuse sont plus élevées que dans une colonne parfaitement mélangée. Cela est principalement dû au fait les CLN simulées ne sont jamais parfaitement mélangées en vapeur. Il y a toujours un maximum de vapeur, donc d'énergie latente près de la surface. Dans l'ensemble, le gradient d'énergie statique humide est négatif dans la CSN et il est légèrement positif dans la couche nuageuse. Ces figures montrent cependant des différences notables entre les deux cas. La simulation pure (à gauche) s'écarte du MLM au cours de la nuit, lorsque la bruine précipite sous le nuage et s'évapore entre la base du nuage et la surface. Au lever du soleil, la précipitation diminue et le rayonnement solaire est absorbé par la couche nuageuse. Alors, l'énergie statique humide se distribue plus uniformément à travers toute l'épaisseur de la couche limite. A l'inverse, la simulation polluée affiche une énergie statique humide presque constante sur toute l'épaisseur de la couche limite pendant la nuit, tandis qu'au lever du soleil,  $s_e$  augmente soudainement près de la surface. Dans ce cas, c'est aussi l'énergie latente qui contribue le plus à l'augmentation de  $s_e$ , mais son origine est différente. Nous avons en effet montré au Chapitre 5 que la vapeur d'eau en provenance de la surface s'accumule dans la couche sous-nuageuse parce que le transport vertical par la turbulence est réduit. Cela induit un déficit de vapeur dans la couche nuageuse, renforcé par l'entraînement d'air sec au sommet.

Pour étudier ces évolutions en terme de stabilité, il est aussi intéressant d'examiner le profil vertical du gradient de température virtuelle. Dans une colonne parfaitement mélangée, ce gradient est nul dans la CSN, tandis qu'il est positif dans la couche nuageuse. L'évolution temporelle de la différence de gradient entre le M1DC et le MLM est reproduite sur les figures 6.1e et 6.1f. Dans les deux simulations, la couche nuageuse est légèrement plus instable que dans le MLM. Cependant, dans la CSN, la simulation pure est caractérisée par une zone de stabilité à la base du nuage qui se renforce la nuit et disparaît en cours de journée. A l'inverse, la simulation polluée est dans l'ensemble plus instable que la colonne mélangée, sauf en début de journée où elle affiche un gradient positif de température virtuelle à la base du nuage. Ces zones de stabilité ont un impact significatif sur la production d'énergie cinétique dans la couche limite. On observe ainsi sur la figure 6.1g, pour la simulation pure, une diminution de la TKE en fin de nuit et,

<sup>2</sup>L'énergie statique humide est donnée par :  $s_e = (C_p^d + r_t C_l)T + r_v L_v + gz$  où  $C_p^d$  et  $C_l$  sont les capacités calorifiques à pression constante de l'air sec et de l'eau liquide, respectivement ;  $L_v$  est la chaleur latente d'évaporation ;  $T$  est la température et  $r_t$  est le rapport de mélange en eau totale (paragraphe 2.1.3.2).





**Fig. 6.1:** Évolution temporelle des profils verticaux de la différence entre l'énergie statique humide du M1DC et celle du MLM (a,b), du gradient vertical de  $s_e$  dans le M1DC (c,d), de la différence de gradient vertical de température potentielle virtuelle entre le M1DC et le MLM (e,f), et de l'énergie cinétique turbulente dans le M1DC, pour les simulations  $N^{50}_{CCN}$  (à gauche) et  $N^{600}_{CCN}$  (à droite).

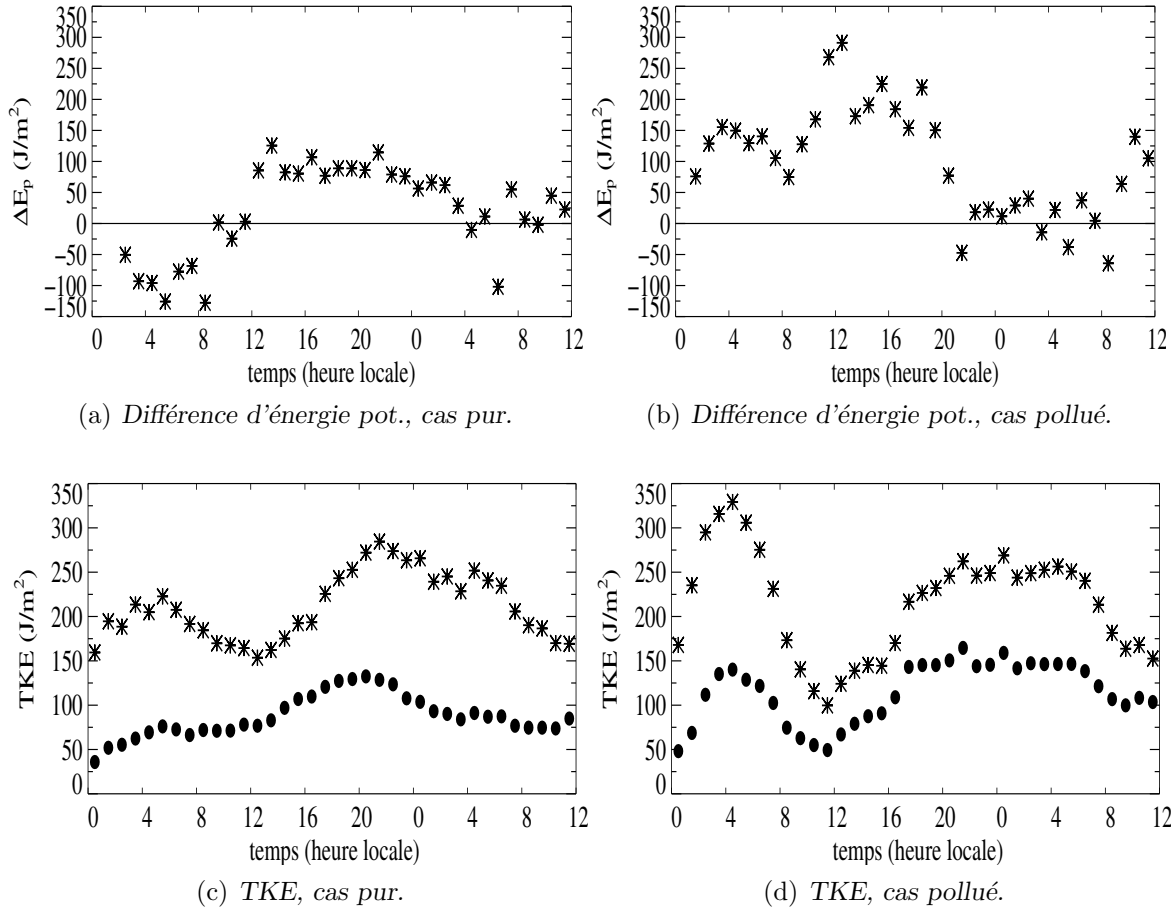
plus légèrement en début de journée, tandis que, dans la simulation polluée (Fig. 6.1h), la TKE

est fortement atténuée pendant la journée.

Comme nous l'avons discuté dans le chapitre précédent, ces écarts au modèle de couche limite parfaitement mélangée s'explique par des couplages entre les flux d'énergie aux interfaces, le transfert radiatif et le transport diabatique de l'eau précipitante dans la couche limite. Lorsque se construit une zone de stabilité, le système accumule de l'énergie sous forme potentielle jusqu'à ce que la production d'énergie cinétique facilite le transport vertical et dissipe ces zones de stabilité. Dans la perspective du couplage entre l'effet indirect de l'aérosol et le cycle diurne de la couche limite, il est donc intéressant d'examiner le temps de réponse du système à ces déséquilibres. Les figures 6.2a et 6.2b pour la différence d'énergie potentielle entre le M1DC et le MLM, 6.2c et 6.2d pour la TKE dans le M1DC illustrent ce phénomène. Dans le cas pur (Fig. 6.2a), la précipitation de la bruine et son évaporation près de la surface conduisent, de nuit, à une couche limite plus stable que la colonne mélangée. La TKE de la colonne totale reste élevée (Fig. 6.2c) du fait de sa production par refroidissement radiatif au sommet du nuage. Sa valeur dans la CSN est cependant réduite à cause de la stabilité dans les basses couches. Pendant la journée, la TKE totale diminue à cause de l'absorption du rayonnement solaire, mais sa valeur dans la CSN augmente progressivement parce que son découplage avec la couche nuageuse s'atténue. L'énergie potentielle s'accumule progressivement, la TKE totale augmente à nouveau et dissipe cette énergie potentielle.

Les figures 6.2b et 6.2d, pour la simulation polluée, mettent bien en évidence le fort découplage qui se produit en début de journée. Alors que pendant la nuit, la couche limite affiche une énergie potentielle supérieure à celle du MLM, la TKE, aussi bien sa valeur totale que sa valeur dans la CSN, diminuent rapidement pour atteindre un minimum à 12 HL. Durant toute la journée, le système accumule une énergie potentielle bien supérieure à celle du MLM, et ce n'est qu'en milieu de nuit que l'énergie cinétique finit par résorber ce surplus.

Cette analyse montre que le temps de réponse de la couche limite à un découplage et à l'accumulation d'énergie potentielle qui en résulte, est assez rapide comparé au cycle diurne. Le système est ainsi ramené progressivement à un état proche du mélange parfait. L'aérosol cependant, via l'augmentation de la concentration des gouttelettes, affecte la réponse du système et son évolution diurne. Les flux aux interfaces sont modifiés de sorte qu'après 36 heures de simulation, le cas pur et le cas pollué divergent. Ce comportement est illustré par les figures 6.3a et 6.3b sur lesquelles sont comparées la base et le sommet de la couche nuageuse et le contenu en eau condensée totale (TWP, l'acronyme anglais pour Total Water Path, *i.e.* eau nuageuse plus bruine) pour le M1DC et le MLM. Il apparaît que les propriétés moyennes de la simulation tri-dimensionnelle sont très proches de la solution obtenue avec une colonne parfaitement mélangée, tant pour la base et le sommet de la couche nuageuse que pour le TWP. Les deux simulations, pure et polluée, en revanche, divergent au cours des 36 heures de simulation, avec un nuage pollué plus mince et un TWP plus faible que dans le cas pur. Cette analyse nous enseigne que les différences entre une couche limite réelle, éventuellement découplée, et son équivalent parfaitement mélangé ne sont pas un obstacle à la prévision de l'épaisseur de la couche nuageuse et de son TWP. Par contre, ces découplages affectent fortement les flux d'énergie aux interfaces qui déterminent l'évolution temporelle de la couche limite. Il est donc important de prévoir les conditions qui produisent le découplage et d'en définir une mesure.

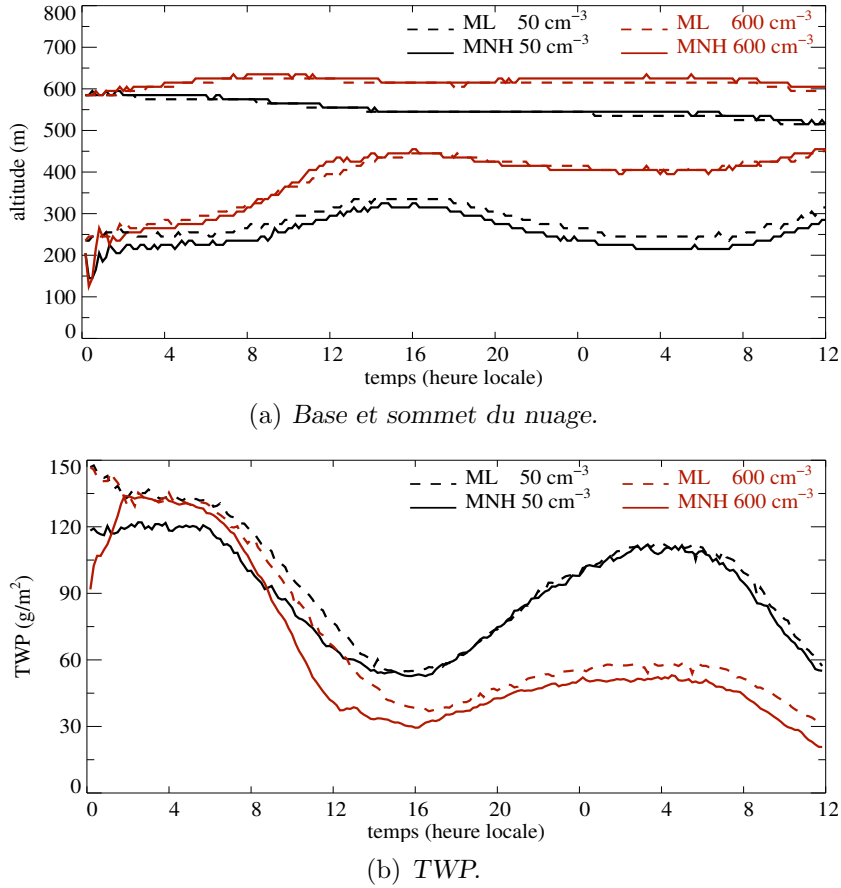


**Fig. 6.2:** Évolution temporelle : (a) et (b) des différences entre l'énergie potentielle du M1DC et celle du MLM, (c) et (d) de l'intégrale verticale de l'énergie cinétique turbulente, sur toute l'épaisseur de la CLN (étoiles) et dans la CSN (points) pour les simulations  $N_{CCN}^{50}$  (à gauche) et  $N_{CCN}^{600}$  (à droite).

## 6.2 Le découplage dans la couche limite

### 6.2.1 Introduction et méthodologie

Dans la couche limite, les deux grandeurs conservatives  $\theta_l$  et  $q_t$  sont affectées par les flux aux interfaces : à la surface, la couche limite est réchauffée et humidifiée, tandis qu'à son sommet elle est réchauffée et asséchée par entraînement d'air troposphérique. Pour identifier les conditions qui peuvent conduire à un découplage de la couche limite, nous considérons une couche limite donnée *a priori*, et nous calculons les flux turbulents qui sont nécessaires pour distribuer uniformément les flux aux interfaces de  $\theta_l$  et  $q_t$  dans toute l'épaisseur de la couche limite. En d'autres termes, nous cherchons les conditions pour que  $\theta_l$  et  $q_t$  augmentent ou diminuent de la même quantité, quelque soit l'altitude, sur la période de temps considérée. Puisqu'à tout niveau, les variations de  $\theta_l$  et  $q_t$  sont égales à la divergence de leurs flux turbulents, cette condition s'exprime en posant que les profils verticaux des flux de  $\theta_l$  et  $q_t$  sont linéaires entre la surface et le sommet de la couche limite (Fig. 2.4). Leurs pentes sont telles que les flux aux interfaces inférieure et supérieure soient bien égaux aux flux de  $\theta_l$  et  $q_t$  qui sont donnés *a priori* (Eqs. 2.28). Une interpolation linéaire entre ces deux interfaces permet donc de calculer les flux (Eq. 2.27, Sec.



**Fig. 6.3:** Évolution temporelle (en heure locale) (a) de la base et du sommet (m) (en haut) et (b) du contenu en eau condensée totale (TWP) du nuage (g/m<sup>2</sup>) (en bas) pour les M1DC des simulations  $N_{CCN}^{50}$  (noir) et  $N_{CCN}^{600}$  (rouge) effectuées pour le cas W6 (traits pleins) et pour les MLM associés (tirets). Les valeurs correspondant aux simulations représentent des moyennes horizontales sur le domaine de simulation, calculées toutes les 10 minutes. Le sommet et la base du nuage sont calculés comme le plus haut et respectivement le plus bas niveau où le rapport de mélange en eau nuageuse atteint une valeur seuil de 0.01 g/kg.

2.1.7.1) et, par conséquent, les taux de variation de  $\theta_l$  et  $q_t$  à tout niveau :

$$\left(\frac{d\phi}{dt}\right)_{ML} = -\frac{\partial \overline{w'\phi'}}{\partial z} = -\frac{\overline{w'\phi'}(z_i) - \overline{w'\phi'}(0)}{z_i - z(0)}, \quad (6.1)$$

où  $\phi = \{\theta_l, q_t\}$  et l'indice *ML* (Mixed Layer) fait référence à la couche limite parfaitement mélangée. Les flux  $\overline{w'\phi'}(z_i)$  et  $\overline{w'\phi'}(0)$  sont donnés par les équations 2.28 (Sec. 2.1.7.1).

A partir des flux de  $\theta_l$  et  $q_t$  on peut alors déduire le flux de flottabilité, à chaque niveau de la CLN (Eq. 2.30). Aux niveaux où ce flux prend des valeurs négatives, un découplage peut se produire parce que la turbulence agit contre les forces de flottabilité et qu'elle est convertie en énergie potentielle. Le risque de découplage de la couche limite peut donc se mesurer par le rapport des intégrales du flux de flottabilité sur les niveaux où cette flottabilité est respectivement négative et positive (Turton et Nicholls, 1987; Stevens, 2000a) (Eq. 2.26).

Lorsque *R* est grand, comme dans une couche limite qui serait réchauffée par le haut et refroidie par le bas, les régions de flottabilité négative sont majoritaires et l'énergie cinétique

turbulente sera rapidement consommée contre les forces de flottabilité. Le mélange n'est pas efficace et un découplage peut apparaître. A l'inverse, lorsque  $R$  est petit, les forces de flottabilité produisent de l'énergie cinétique turbulente qui contribue au mélange et à la redistribution de  $\theta_l$  et  $q_t$  à travers toute l'épaisseur de la couche limite.

Dans la couche limite nuageuse précipitante, cette méthode ne peut pas être appliquée aussi simplement parce que deux processus additionnels requièrent une attention particulière.

- Les flux radiatifs solaire et infra-rouge thermique sont respectivement source et puits de chaleur sensible. Ils pénètrent la couche limite par ses interfaces supérieure et inférieure, mais ils sont directement distribués à travers l'épaisseur de la couche limite, sans avoir à être transportés par les mouvements turbulents. Par conséquent, leurs contributions aux variations de  $\theta_l$  ne doivent pas être prises en compte dans le calcul des flux turbulents qui sont nécessaires pour restaurer une couche mélangée.
- La précipitation de la bruine et la sédimentation des gouttelettes à l'intérieur de la couche limite ne sont pas considérées comme des flux de  $\theta_l$  et  $q_t$  à travers les interfaces, sauf lorsque la précipitation atteint le sol, mais ils contribuent à redistribuer la chaleur latente à l'intérieur de la couche limite sans recourir à la turbulence. Leurs contributions locales aux variations de  $\theta_l$  et de  $q_t$  ne doivent donc pas non plus être prises en compte dans le calcul des flux turbulents nécessaires à la restauration de la couche mélangée :

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\theta_l}{dt}\right)_{turb}(z) &= \left(\frac{d\theta_l}{dt}\right)_{ML} - \left(\frac{d\theta_l}{dt}\right)_{rad}(z) - \left(\frac{d\theta_l}{dt}\right)_{precip}(z), \\ \left(\frac{dq_t}{dt}\right)_{turb}(z) &= \left(\frac{dq_t}{dt}\right)_{ML} - \left(\frac{dq_t}{dt}\right)_{precip}(z). \end{aligned} \quad (6.2)$$

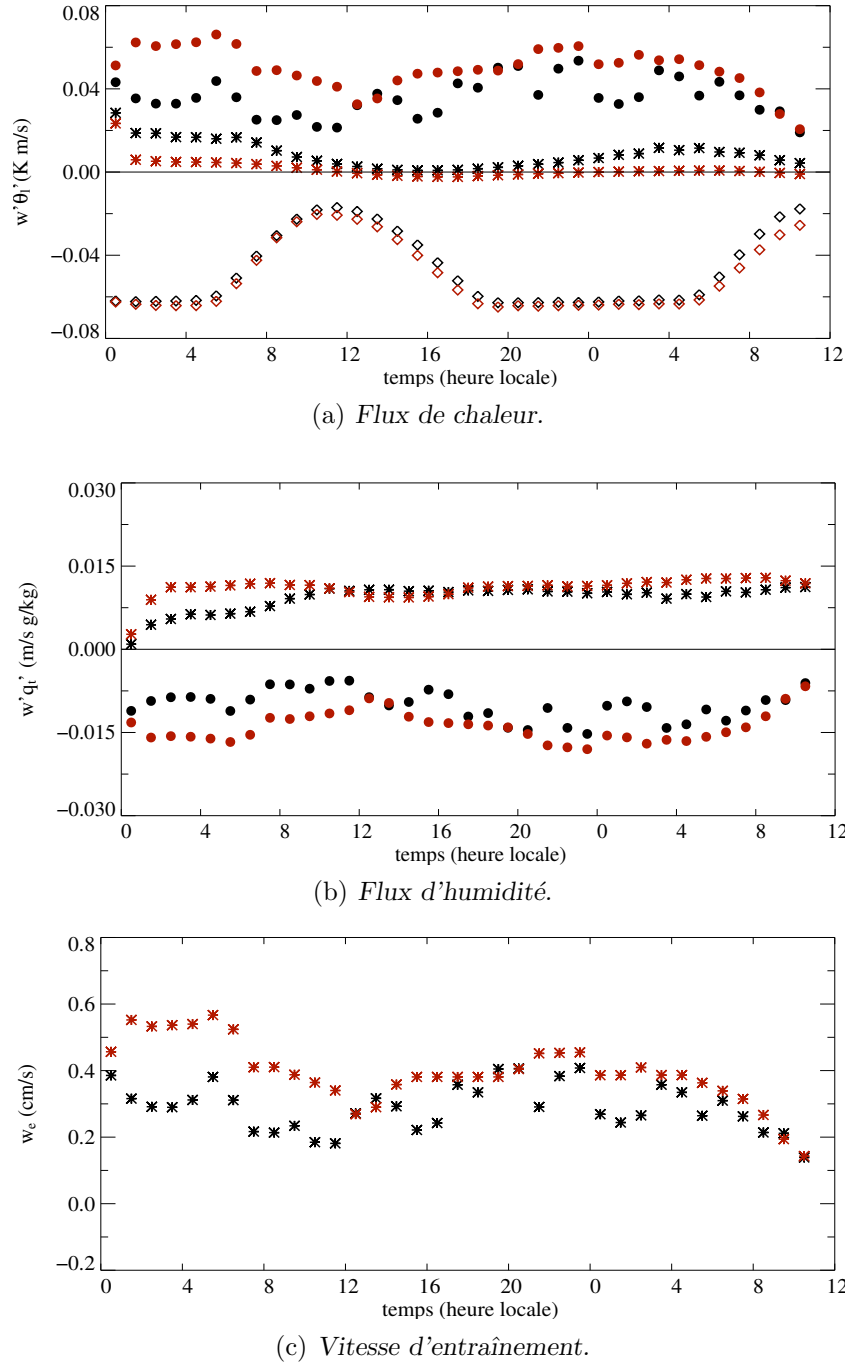
Pour appliquer la méthode décrite ci-dessus, il sera donc nécessaire de comptabiliser les contributions du transfert radiatif et de la précipitation aux variations locales de  $\theta_l$  et de  $q_t$  avant de calculer le flux de flottabilité qui détermine l'état de mélange de la couche limite.

## 6.2.2 Les flux aux interfaces

Les figures 6.4a et 6.4b montrent l'évolution temporelle des flux de  $\theta_l$  et de  $q_t$  aux interfaces correspondant aux CLN pure et polluée simulées dans le cas *W6*. La divergence des flux radiatifs est sensiblement la même pour ces deux simulations, tandis que les flux de surface (incluant les précipitations au sol, Eqs. 2.28b et 2.28d) et l'entraînement sommital montrent des différences notables. De nuit, le flux de surface de  $\theta_l$ , dans le cas pur, est plus important que dans le cas pollué, alors que l'inverse se produit pour le flux de  $q_t$ . L'entraînement sommital est plus efficace dans le cas pollué (Fig. 6.4c), surtout pendant les 12 premières heures de simulation. Ceci renforce le flux sommital de  $\theta_l$  et diminue le flux de  $q_t$  dans cette simulation, comparé au cas pur. En effet, l'air entraîné au sommet de la couche limite est plus chaud et plus sec que celui de la couche nuageuse. Les bilans de ces flux pour  $\theta_l$  et  $q_t$  sont représentés sur les figures 6.5a et 6.5b respectivement. Ils montrent que c'est surtout pendant les 12 premières heures de simulation que la couche limite polluée se réchauffe et s'assèche plus que dans le cas pur.

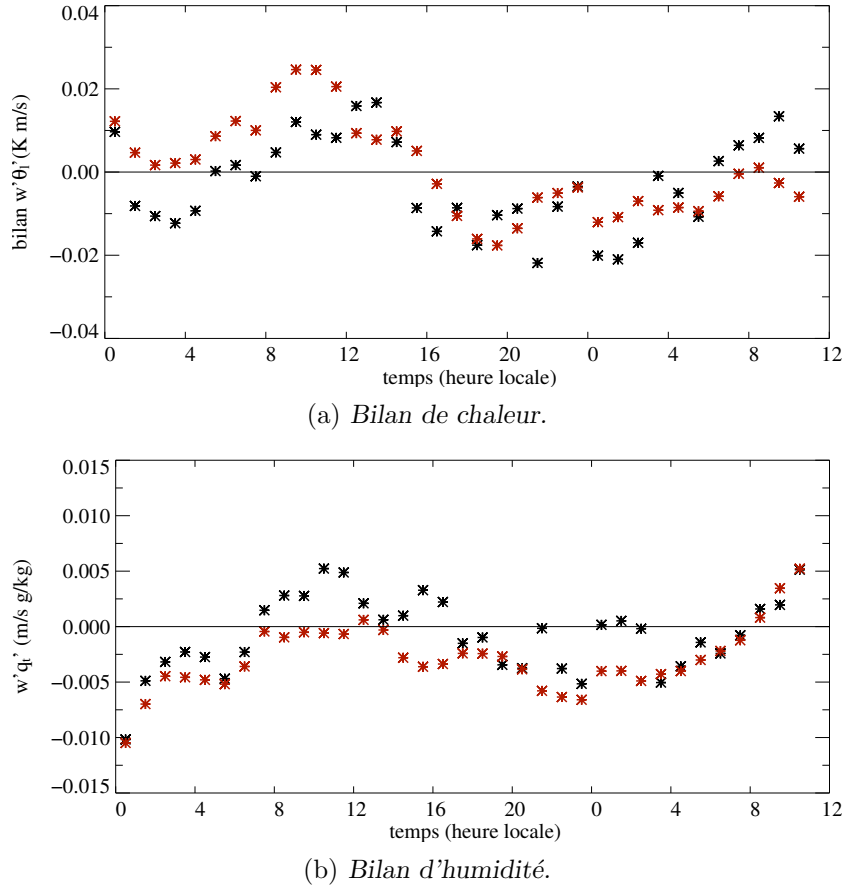
## 6.2.3 La période de nuit 3-6 HL

A partir des flux de  $\theta_l$  et de  $q_t$  aux interfaces, et des taux de variation de  $\theta_l$  et de  $q_t$  en fonction de l'altitude qui résultent du transfert radiatif et de la précipitation, tels qu'ils sont simulés par le modèle tri-dimensionnel, nous pouvons maintenant calculer ce que devraient être les profils verticaux des flux turbulents nécessaires pour maintenir la couche limite dans un état



**Fig. 6.4:** Évolution temporelle des flux aux interfaces de la CLN : (a) flux de  $\theta_l$  (en haut) : le flux dû à l'entraînement turbulent,  $-w_e\Delta\theta_l$  (points), le flux dû à la divergence des flux radiatifs nets (losanges) et le flux à la surface (Eq. 2.28b) (étoiles), (b) flux de  $q_t$  (au milieu) : le flux dû à l'entraînement turbulent,  $-w_e\Delta q_t$  (points) et le flux à la surface (Eq. 2.28d) (étoiles) pour les simulations  $N_{CCN}^{50}$  (noir) et  $N_{CCN}^{600}$  (rouge) effectuées pour le cas W6. (c) La vitesse d'entraînement pour les mêmes simulations (en bas).

mélangé. Les figures 6.6, en haut pour le cas pur et en bas pour le cas pollué, synthétisent les résultats. La colonne de gauche, pour les flux de  $\theta_l$ , montre les profils du flux radiatif  $F_{rad}^{\theta_l}$  (jaune), du flux de précipitation  $F_{precip}^{\theta_l}$  (bleu), et du flux turbulent  $F_{turb}^{\theta_l}$  (noir) qui est nécessaire

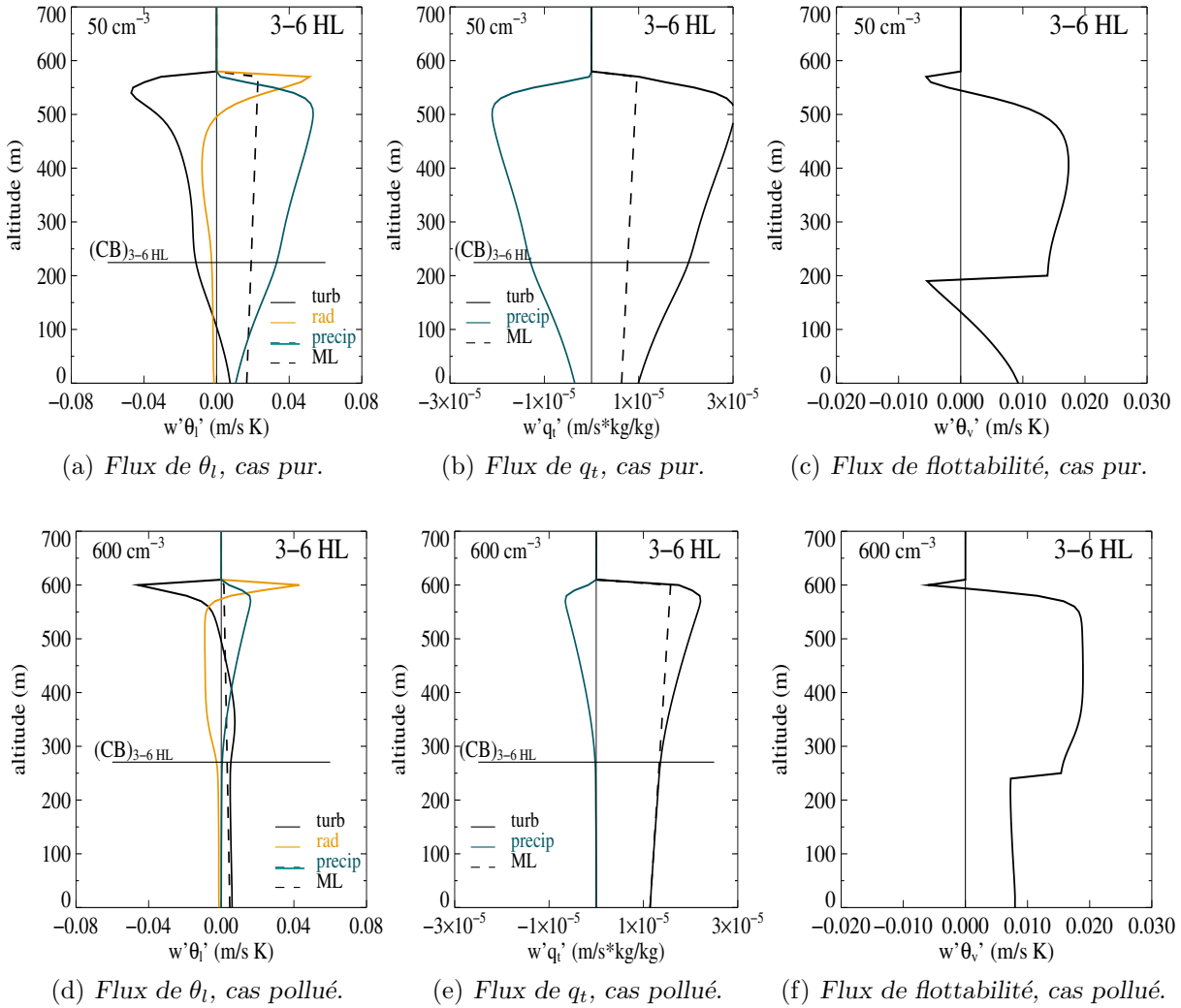


**Fig. 6.5:** Évolution temporelle des moyennes horaires des bilans : (a) de  $\theta_l$  (en haut) et (b) de  $q_t$  (en bas) pour les simulations  $N_{CCN}^{50}$  (noir) et  $N_{CCN}^{600}$  (rouge) du cas W6. Ces bilans représentent la somme des flux de  $\theta_l$  et de  $q_t$  aux interfaces de la CLN.

pour obtenir le flux total linéaire représenté en tireté. De même pour les flux de  $q_t$  (colonne du milieu), sont représentés le flux de précipitation  $F_{precip}^{qt}$  (bleu) et le flux turbulent  $F_{turb}^{qt}$  (noir) nécessaire pour obtenir un flux total linéaire (tireté). La colonne de droite montre les flux de flottabilité résultants à partir de  $F_{turb}^{\theta_l}$  et  $F_{turb}^{qt}$ .

Dans la colonne de gauche, on peut noter que les flux radiatifs sont sensiblement les mêmes dans les deux simulations et qu'ils refroidissent le sommet de la couche nuageuse, tandis qu'ils en réchauffent la base. En revanche, les précipitations sont très différentes. Dans le cas pur, la précipitation atteint le sol. Elle provoque une diminution de  $\theta_l$  vers la base du nuage, en y transportant le contenu en eau liquide depuis le sommet, ce qui conduit, dans la colonne du milieu, à une diminution de  $q_t$  dans la partie supérieure de la couche nuageuse. Les flux turbulents contrebalancent principalement les contributions des précipitations. Dans le cas pollué, la précipitation est très réduite et les flux turbulents contrebalancent les flux radiatifs.

Dans cette période de fin de nuit, on peut constater que le flux de flottabilité dans le cas pollué est partout positif. C'est pourquoi cette simulation produit une couche limite bien mélangée. En revanche, le flux de flottabilité calculé dans la simulation pure révèle une zone de flottabilité négative sous la base du nuage qui est responsable du léger découplage de cette couche limite pendant la nuit.



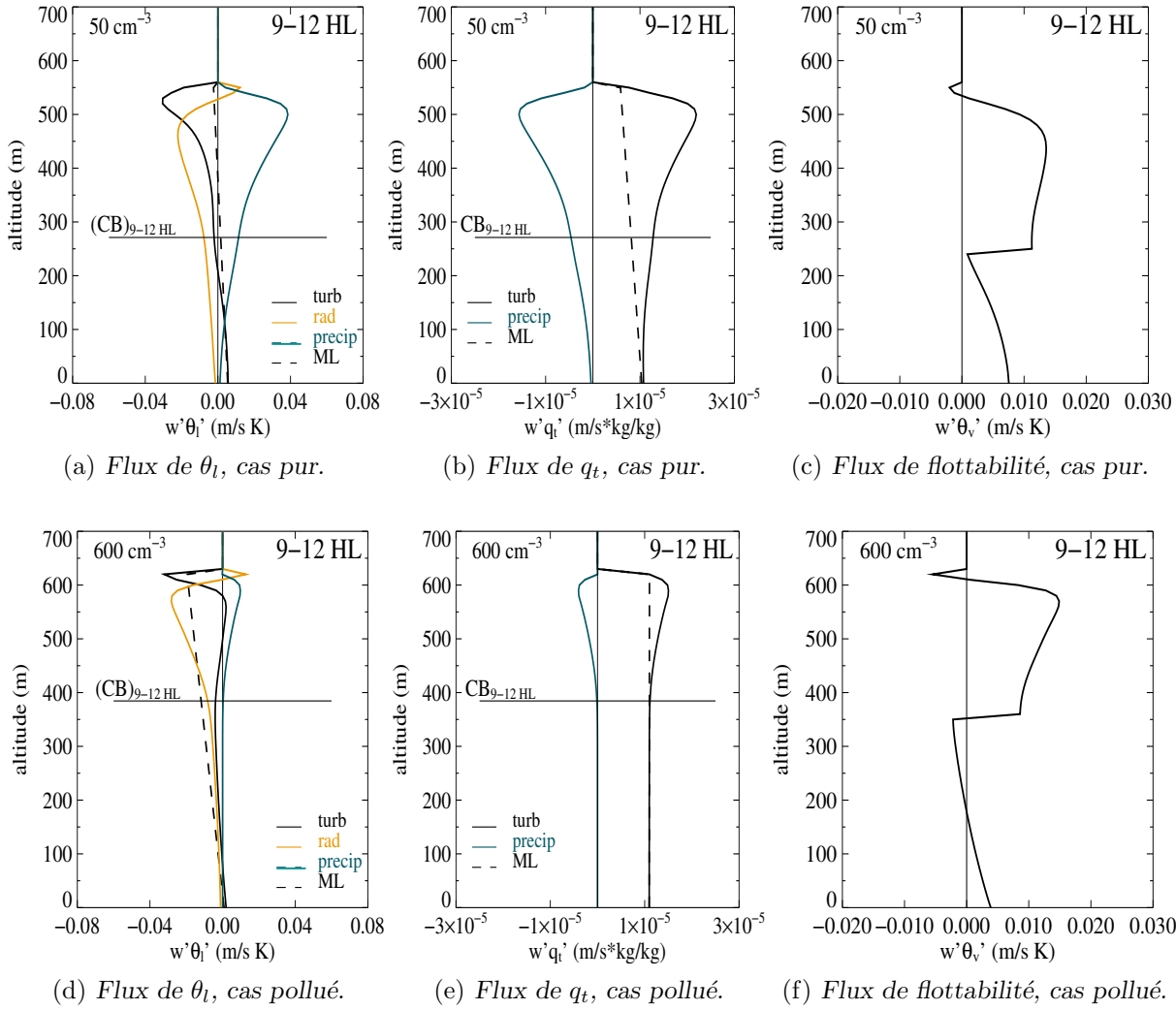
**Fig. 6.6:** Moyennes sur la période 3 - 6 HL des flux des variables conservatives,  $\theta_l$  (à gauche) et  $q_t$  (au centre), et des flux de flottabilité, pour les cas  $N_{CCN}^{50}$  (en haut) et  $N_{CCN}^{600}$  (en bas). Le trait horizontal indique le niveau de la base du nuage, moyenné sur la période 3-6 HL.

#### 6.2.4 La période de jour 9-12 HL

La figure 6.7 est identique à la figure 6.6 pour la période 9-12 HL. Pendant la journée les précipitations sont réduites, mais elles restent significatives pour le cas pur, produisant un accroissement de  $\theta_l$  et une diminution de  $q_t$ , principalement au sommet de la couche nuageuse où l'eau condensée est transportée vers les bas niveaux. Dans le cas pollué, la même tendance est observée, mais beaucoup plus réduite et limitée à la couche nuageuse. Les flux radiatifs sont plus importants que pendant la nuit à cause du flux solaire qui réchauffe la couche nuageuse dans toute son épaisseur.

Pour ce qui concerne les flux de flottabilité, la situation s'est inversée. Le cas pur montre partout un flux de flottabilité positif, tandis que le cas pollué est caractérisé par une zone d'environ 200 m sous la base du nuage, où le flux de flottabilité est maintenant négatif, ce qui explique le découplage de cette couche limite pendant la matinée.



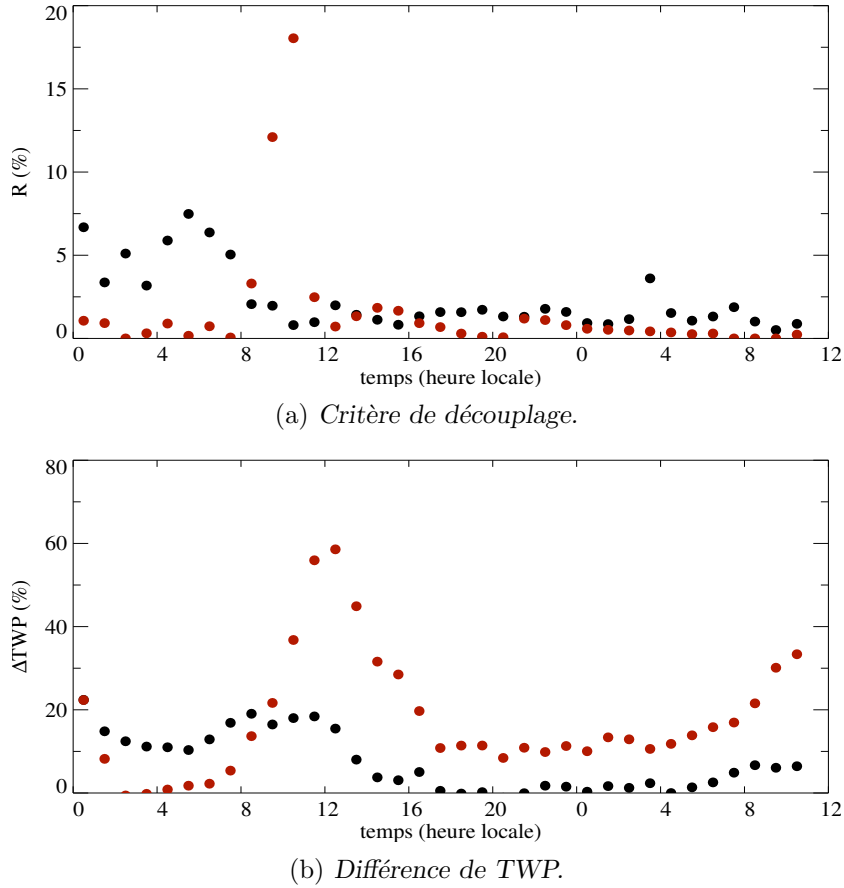


**Fig. 6.7:** Identique à la figure 6.6 pour la période 9 - 12 HL.

### 6.2.5 Critère de découplage

Suivant *Turton et Nicholls* (1987), *Stevens* (2000a) propose un critère de découplage qui s'appuie sur le rapport des aires négatives sur les aires positives du flux de flottabilité (Eq. 2.26, Sec. 2.1.7.1).

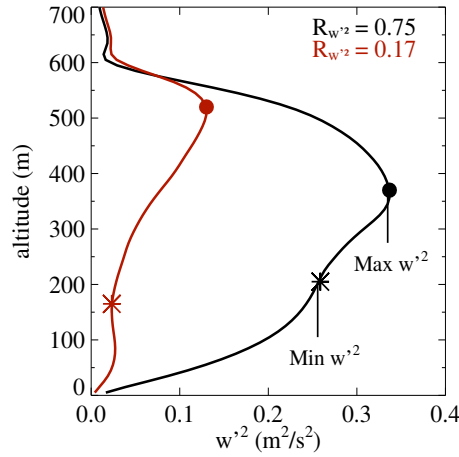
La figure 6.8a montre l'évolution temporelle de ce critère pour les deux simulations *W6*. Pendant la première nuit, le critère est plus élevé pour le cas pur, mais, au lever du soleil, vers 8 HL, la situation s'inverse et la valeur du critère de découplage prend des valeurs très élevées dans le cas pollué. On peut en mesurer les conséquences en observant l'évolution temporelle de la différence de contenu en eau condensée totale (TWP) entre le MLM et la simulation tri-dimensionnelle, qui est représentée sur la figure 6.8b. Pendant la nuit, le cas pollué est très proche de son MLM, tandis que le TWP du cas pur est inférieur à celui du MLM. La situation s'inverse un peu après que le critère de découplage ait atteint son maximum, vers 9 HL. Le cas pur se rapproche progressivement de sa référence parfaitement mélangée, tandis que le nuage du cas pollué est réduit de presque 50 % en TWP par rapport au MLM. Au cours de la deuxième nuit, les deux simulations se rapprochent du cas idéal parfaitement mélangé.



**Fig. 6.8:** Évolution temporelle des moyennes horaires : (a) du critère de découplage  $R$  et (b) de la différence de contenu en eau condensée totale ( $TWP$ ) entre le MLM et la simulation tri-dimensionnelle associée  $N_{CCN}^{50}$  (noir) ou  $N_{CCN}^{600}$  (rouge).

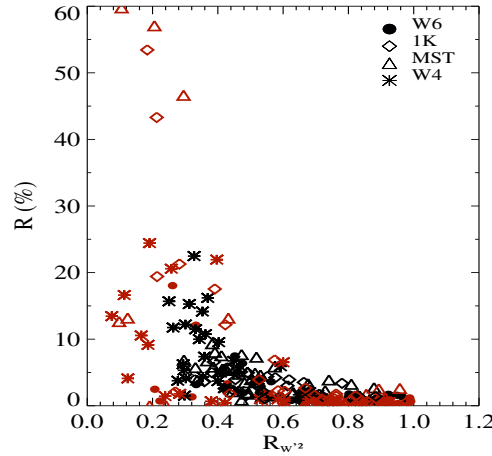
Par définition, lorsque  $R$  est grand la CLN n'est pas parfaitement couplée et les mouvements turbulents sont atténués dans la couche sous-nuageuse. Une corrélation doit donc apparaître entre  $R$  et la variance de la vitesse verticale,  $w'^2$ , qui est une bonne mesure de la turbulence dans la CLN. L'analyse de la section 2.2.2 a montré que, de nuit, le profil vertical de la variance de vitesse verticale,  $w'^2$ , présente des valeurs importantes dans toute la CLN, avec un maximum près du sommet du nuage. Par contre, de jour, lorsque la CLN est découplée, le profil de  $w'^2$  présente un maximum plus faible que la nuit dans la couche nuageuse et un minimum dans la région située sous la base du nuage. Ce phénomène est illustré dans la figure 6.9, où nous avons représenté à titre d'exemple les profils verticaux de  $w'^2$  issus de la simulation  $N_{CCN}^{600}$  à 5 HL (CLN couplée) et à 12 HL (CLN découplée). Pour quantifier ce phénomène, nous considérons le rapport entre la valeur minimum et la valeur maximum de  $w'^2$  ( $R_{w'^2}$ ) dans la CLN. Ainsi, pour une CLN découplée  $R_{w'^2}$  est faible, tandis qu'il tend vers 1 lorsque la couche limite est bien mélangée (Fig. 6.9).

La figure 6.10 montre les valeurs du critère de découplage  $R$  en fonction du rapport  $R_{w'^2}$  pour l'ensemble des simulations (les cas  $W6$ ,  $W4$ ,  $1K$  et  $MST$ ). Lorsque  $R$  est supérieur à 5 %, les valeurs de  $R_{w'^2}$  sont faibles, ce qui reflète bien un découplage. En revanche, la réciproque n'est pas toujours vraie. Dans certaines situations, le minimum de la variance de vitesse verticale reste marqué, alors que  $R$  a des valeurs très faibles. Il peut s'agir alors d'un phénomène



**Fig. 6.9:** Profils verticaux de la variance de la vitesse verticale à 5 HL et à 12 HL pour la simulation  $N_{CCN}^{600}$  effectuée pour le cas W6. Les minimum (étoiles) et les maximum (points) utilisés pour le calcul de  $R_{w'^2}$  sont indiqués sur chaque profil. Les valeurs correspondantes de  $R_{w'^2}$  sont aussi rapportées sur la figure.

d'hystérésis considérant qu'un certain temps est nécessaire, après que le découplage ait disparu, pour reconstituer un niveau d'énergie cinétique turbulente significatif à tous niveaux.



**Fig. 6.10:** Moyennes horaires du critère de découplage  $R$  (%) en fonction des moyennes horaires du rapport  $R_{w'^2}$ , pour les cas purs (noir) et pollués (rouge) simulés dans les cas W6 (points), 1K (losanges), MST (triangles) et W4 (étoiles).

### 6.3 Conclusions

Après avoir, dans le chapitre 5, examiné dans le détail les processus physiques qui gouvernent l'évolution de la couche limite et démontré les mécanismes par lesquels l'aérosol affecte le cycle diurne, nous avons abordé, dans ce chapitre, le problème d'une manière plus synthétique. Pour les simulations pure et polluée du cas W6, nous avons calculé, à chaque instant de la simulation tri-dimensionnelle (avec une périodicité de 10 min), les valeurs de  $\theta_l$  et de  $q_t$  d'une colonne parfaitement mélangée (MLM) de même hauteur et qui contient les mêmes masses d'air sec et d'eau totale que la moyenne horizontale du domaine tri-dimensionnel. La comparaison entre la simulation tri-dimensionnelle et le MLM nous a permis d'analyser plus précisément les variations

des profils de l'énergie statique humide et des profils de stabilité verticale qui sont induites par l'aérosol, via l'augmentation de la concentration des gouttelettes. L'évolution de la couche limite est gouvernée par les flux de chaleur sensible et latente aux interfaces, mais ces flux sont particulièrement sensibles à la stratification verticale de  $\theta_l$  et de  $q_t$  dans la couche limite. En inhibant la formation des précipitations, l'aérosol affecte principalement les interactions entre le transport vertical diabatique de l'eau condensée et le transfert radiatif. Ainsi, la simulation pure subit un découplage dans la couche sous nuageuse pendant la nuit, alors que la simulation polluée reste bien mélangée. A l'inverse, le matin, lorsque l'absorption du rayonnement solaire devient significative, la simulation pure redevient mélangée, tandis que, dans la simulation polluée, la couche nuageuse est fortement découplée de la surface. Ces découplages et les modifications des profils verticaux de  $\theta_l$  et de  $q_t$  qui en résultent sont responsables des différences d'évolution temporelle entre les deux simulations. Partant d'un même état à 0 HL, les deux simulations divergent rapidement, la simulation pure suivant un cycle périodique, tandis que, dans la simulation polluée, la couche limite se réchauffe et s'assèche, et le nuage s'amincit, sans jamais retrouver le contenu en eau intégré de la première nuit.

Nous avons aussi montré que la couche limite tri-dimensionnelle reste toujours proche du cas idéal parfaitement mélangé. En effet, lors des découplages, l'énergie potentielle du système augmente jusqu'à ce que la production d'énergie cinétique turbulente devienne suffisante pour ramener le système vers un état bien mélangé. Ainsi, les hauteurs de la base et du sommet du nuage et son contenu en eau condensée intégré dans les simulations tri-dimensionnelles restent assez proches des valeurs calculées pour les MLM correspondants, quoique toujours inférieurs.

L'analyse des conditions de découplage nous a montré que la précipitation et son interaction avec le rayonnement, jouent un rôle déterminant dans l'apparition de zones où le flux de flottabilité devient négatif et qui sont à l'origine des découplages. Le modèle de couche limite parfaitement mélangée est donc un outil intéressant pour analyser les propriétés énergétiques de la couche limite et diagnostiquer la couverture nuageuse. Cependant, ce modèle, par définition, ne peut représenter les variations internes à la couche limite des distributions verticales de  $\theta_l$  et de  $q_t$ , qui, à terme, déterminent les flux aux interfaces et l'évolution diurne de la couche limite. Pour simuler l'effet indirect de l'aérosol, il sera donc nécessaire de recourir à une représentation uni-dimensionnelle qui soit capable de simuler son impact sur les distributions verticales de la chaleur et de l'eau dans ses phases vapeur, nuageuse et précipitante.



# Chapitre 7

## Conclusions et perspectives

### Sommaire

7.1	Conclusions générales . . . . .	125
7.2	Perspectives . . . . .	127

### 7.1 Conclusions générales

La communauté scientifique internationale accorde actuellement une attention particulière aux effets de l'aérosol anthropique sur le climat. Néanmoins, ces effets, et plus particulièrement les effets indirect et semi-direct, sont encore mal connus, ce qui rend difficile l'estimation du forçage radiatif global de ces particules. Nous nous sommes intéressés ici à l'impact indirect de l'aérosol dans les nuages de couche limite, qui fait référence à sa capacité à modifier la concentration des gouttelettes nuageuses et par là l'efficacité du processus de formation des précipitations. L'approche expérimentale ne permet pas aujourd'hui de documenter ni de quantifier cet effet parce qu'il n'est pas possible, dans l'évolution observée d'un système nuageux, de différencier l'impact de l'aérosol de celui des forçages dynamiques de grande échelle. En revanche, la modélisation numérique à résolution spatiale fine a permis de simuler l'effet indirect de l'aérosol sur la dynamique des nuages de couche limite. Des simulations de couche limite nocturne ont en particulier montré que cet impact dépend des propriétés thermodynamiques de l'atmosphère libre au dessus de la couche limite. Lorsque l'atmosphère libre est suffisamment humide, l'inhibition des précipitations par l'aérosol limite les pertes d'eau condensée dans le nuage, et son contenu en eau intégré, donc son albédo, augmentent, comme l'avait prévu *Albrecht* (1989). Par contre, lorsque l'atmosphère libre est très sèche et chaude, l'entraînement sommital augmente et il assèche progressivement la couche limite, dont le contenu en eau et l'albédo diminuent.

Nous avons poursuivi dans cette voie en étudiant le couplage de l'effet indirect de l'aérosol avec le cycle diurne de la couche limite. Pour éviter tout effet semi-direct, nous n'avons considéré que des particules d'aérosol très peu absorbantes de type sulfate. Nous avons utilisé le modèle Meso-NH (*Lafore et al.*, 1998), après avoir sélectionné un ensemble de paramétrisations particulièrement bien adaptées à la simulation des stratocumulus de couche limite. Ces paramétrisations avaient déjà été validées par les travaux antérieurs de *Chosson* (2006) pour la simulation

des nuages de couche limite et de leurs propriétés radiatives, de *Geoffroy* (2007) pour la paramétrisation de la microphysique et de *Thouren* (2006) pour le transfert radiatif. Pour valider le modèle plus spécifiquement sur un cas de cycle diurne, nous avons simulé le cas FIRE-I (*Hignett*, 1991; *Blaskovic et al.*, 1991; *Duykerke et Hignett*, 1993) qui avait servi de référence pour les expériences de comparaison de modèles dans le cadre d'EUROCS (*Duykerke et al.*, 2004).

L'expérience a consisté à simuler un cycle diurne de 36 heures, commençant à 0 HL (après 3 heures de spin-up). Les forçages de grande échelle du cas FIRE-I ont été légèrement modifiés pour que le modèle simule un nuage suffisamment épais pour précipiter lorsque l'aérosol est de type marin pur ( $50 \text{ cm}^{-3}$ ), et pour que son cycle diurne soit sensiblement périodique. Cette dernière condition n'est pas essentielle, mais elle facilite l'interprétation des résultats. La même simulation a été ensuite répétée en augmentant la concentration des noyaux de condensation, progressivement à  $200 \text{ cm}^{-3}$ , puis à  $600 \text{ cm}^{-3}$ . Les concentrations de gouttelettes résultantes sont de  $40\text{-}50 \text{ cm}^{-3}$ , pour le cas pur, et de  $130\text{-}140 \text{ cm}^{-3}$  et  $220\text{-}240 \text{ cm}^{-3}$ , respectivement, pour les deux cas pollués.

Partant du même état et subissant les mêmes forçages de grande échelle, les simulations suivent des trajectoires très différentes. La simulation pure développe un contenu en eau condensée intégré significatif pendant la nuit et la précipitation de bruine atteint le sol. Pendant la journée, le nuage se dissipe légèrement à cause de l'absorption du rayonnement solaire, et la précipitation de bruine s'affaiblit et s'évapore presque totalement avant d'atteindre la surface. La deuxième nuit, sous l'effet du refroidissement radiatif au sommet de la couche nuageuse, celle-ci s'épaissit et le nuage, ainsi que la précipitation, retrouvent un état très proche de celui de la première nuit. Les simulations polluées suivent une évolution différente. Au cours de la première nuit, le contenu en eau condensée intégré atteint des valeurs plus élevées que dans la simulation pure, mais la précipitation est inhibée à cause de la forte concentration de gouttelettes. Ceci corrobore l'hypothèse d'*Albrecht* (1989). Au lever du jour cependant, la couche nuageuse s'amincit progressivement et elle devient plus fine que celle de la simulation pure vers 10 HL. Il est intéressant de noter que les deux simulations polluées suivent des trajectoires semblables. Cela signifie que l'impact de l'aérosol n'est significatif que lorsque la concentration de gouttelettes atteint un seuil suffisant pour inhiber le déclenchement des précipitations. Au delà de ce seuil, une augmentation supplémentaire de l'aérosol et de la concentration des gouttelettes a peu d'effet sur la dynamique du nuage. Ce seuil cependant dépend de l'épaisseur du nuage et de son contenu en eau intégré. En effet, le déclenchement des précipitations se produit lorsque le diamètre des plus grosses gouttelettes atteint une dimension suffisante pour amorcer le processus de collection. Or ce diamètre maximum dépend à la fois de la concentration des gouttelettes et des valeurs maximales du contenu en eau nuageuse, donc de l'épaisseur du nuage.

L'analyse des simulations a montré que l'entraînement sommital est renforcé dans les cas pollués. Cependant, elle ne révèle pas de relation simple entre la vitesse d'entraînement, d'une part, et le contenu en eau nuageuse au sommet du nuage, ou l'efficacité de l'entraînement, d'autre part, comme l'avaient suggéré respectivement *Ackerman et al.* (2004) et *Bretherton et al.* (2007). L'analyse des champs tri-dimensionnels suggère plutôt que c'est la morphologie des cellules convectives qui est affectée par les précipitations, comme l'avait proposé *Savic-Jovicic et Stevens* (2007). Dans les simulations polluées, les cellules sont plus nombreuses, plus petites; les courants verticaux sont plus intenses et ils pénètrent plus profondément dans la couche d'inversion. La structure horizontale de la convection est différente avec des circulations du type 'open-cells' pour le cas précipitant et des circulations du type 'close-cells' pour le cas non-précipitant.

Pour mieux comprendre la nature de ces différences, nous avons examiné la structure interne de la couche limite et son état de mélange. Dans la simulation pure, la couche limite

est légèrement découplée de la couche sous-nuageuse pendant la nuit, lorsque l'évaporation des précipitations refroidit la couche sous-nuageuse. Au lever du soleil, la précipitation diminue, elle n'atteint plus la surface, et son évaporation sous la base du nuage compense le réchauffement par absorption du rayonnement solaire. La couche limite pure est alors caractérisée par un profil vertical de température virtuelle neutre et elle reste bien mélangée. Pour la couche limite polluée, le contraire se produit. La nuit, elle est bien mélangée par les courants générés par le refroidissement radiatif au sommet et parce que le profil de température virtuelle reste neutre en l'absence de précipitations sous le nuage. Au lever du soleil, le réchauffement radiatif à la base du nuage produit une barrière de stabilité et la couche nuageuse est découplée de la surface. Par ailleurs, l'accumulation de chaleur sensible et latente près de la surface inhibe les flux turbulents. La couche limite polluée est alors chauffée et asséchée par l'entraînement renforcé à son sommet, et elle n'est plus alimentée en vapeur d'eau par la surface. En conséquence, la couche nuageuse s'amincit considérablement. Au coucher du soleil, la barrière de stabilité s'estompe et le mélange est réactivé. La couche limite polluée a cependant accumulé une telle quantité de chaleur et un tel déficit d'humidité, qu'elle n'est pas capable, au cours de la deuxième nuit de reconstituer une couche nuageuse aussi épaisse que la première.

Des tests de sensibilité aux forçages de grande échelle ont montré que la subsidence, l'advection horizontale et les propriétés thermodynamiques de l'atmosphère libre ont un impact sur ces différences de comportement et sur la capacité du système pollué à reconstituer la deuxième nuit le même contenu en eau nuageuse que la première. En revanche, l'amincissement de la couche polluée le jour est plus systématique et il apparaît peu sensible aux forçages de grande échelle. Or c'est durant la journée que l'impact de l'aérosol sur le bilan radiatif est le plus sensible parce qu'il affecte l'albédo du nuage.

Pour mieux illustrer ces différences de comportement, nous avons analysé les simulations d'une manière plus globale, en considérant les bilans d'énergie dans la couche limite et en comparant les simulations tri-dimensionnelles à leur équivalent parfaitement mélangé. Il apparaît que les simulations tri-dimensionnelles restent proches de leur équivalent parfaitement mélangé et que les diagnostics de l'épaisseur de couche nuageuse et du contenu en eau condensée intégrés obtenus avec ce modèle simplifié sont équivalents à ceux des simulations. En revanche, les flux d'énergie aux interfaces inférieure et supérieure de la couche limite sont très différents entre une simulation pure et une simulation polluée.

En conclusion, partant d'un même état à 0 HL, les simulations pure et polluée divergent rapidement parce que les flux aux interfaces sont très sensibles à la structure interne de la couche limite. Des découplages entre la couche nuageuse et la surface peuvent se produire, qui ont un impact significatif sur ces flux aux interfaces. Ces découplages résultent d'interactions subtiles entre le transfert radiatif et les processus diabatiques liés au transport vertical de l'eau condensée par les précipitations. Pour simuler l'effet indirect de l'aérosol, dans les modèles de prévision et les modèles de climat, il sera donc nécessaire de porter une attention particulière aux paramétrisations de ces deux processus dans les schémas uni-dimensionnels qui sont utilisés dans ces modèles pour simuler la couche limite. Les simulations tri-dimensionnelles que nous avons réalisées pourront servir à la validation de telles paramétrisations.

## 7.2 Perspectives

A court terme, nous pensons qu'il serait judicieux d'élargir le cadre de notre étude en examinant la réponse de la couche limite à une augmentation de la concentration des noyaux de



condensation, lorsqu'elle est soumise à d'autres forçages de grande échelle. En particulier, nous nous intéressons actuellement au cycle diurne de la couche limite nuageuse dans une masse d'air suivie de manière lagrangienne, au dessus d'une mer dont la température de surface augmente progressivement. En effet, dans les régions situées à l'ouest des continents, les stratocumulus sont généralement advectés vers l'équateur, au-dessus d'une mer de plus en plus chaude. Par exemple, les nuages observés au-dessus de l'île San Nicholls lors de la campagne FIRE-I, étaient advectés sur une axe NO-SE avec une vitesse moyenne d'environ 6 m/s. En 36 heures, ces nuages auraient donc parcouru 780 km dans la direction du vent. Cela signifie, qu'après 36 heures, ils se seraient retrouvés au-dessus d'un océan 3°C plus chaud qu'à proximité de l'île San Nicholls (*Duynkerke et Hignett*, 1993). De plus, il a été montré que cette augmentation de la température de l'océan le long des trajectoires des stratocumulus formés dans les régions tropicales de l'hémisphère nord peut mener, graduellement, à une dissipation du nuage et à la transition des stratocumulus vers une couche de cumulus éparses (*Bretherton et Wyant*, 1997). Parallèlement, nous envisageons de modifier progressivement la subsidence et les propriétés thermodynamiques de l'atmosphère libre pour représenter de manière plus réaliste les conditions de grande échelle rencontrées par la masse d'air pendant son déplacement.

Dans une deuxième étape, nous appliquerons la même approche pour étudier l'impact des propriétés optiques de l'aérosol. En effet, dans les masses d'air marin pur, l'aérosol est généralement composé de sels marins ou de sulfates. Par contre, lorsqu'on considère une masse d'air polluée, issue de feux de biomasse ou de sources anthropiques, celle-ci peut être composée plus majoritairement de particules plus absorbantes que les sulfates et les sels marins (par exemple du carbone suie). Nous avons préparé ce travail en développant une paramétrisation des propriétés optiques des gouttelettes de nuage, lorsque leurs noyaux de condensation sont absorbants (*Sandu et al.*, 2005). Nous implémenterons aussi une paramétrisation de l'impact de l'aérosol interstitiel, qui peut s'avérer important dans le cas d'un aérosol absorbant. Nous porterons alors une attention particulière aux possibles synergies ou compétitions entre l'impact hygroscopique et l'impact radiatif des particules d'aérosol.

A moyen terme, notre objectif majeur sera d'utiliser ces simulations pour valider les schémas uni-dimensionnels de couche limite qui sont actuellement implémentés dans les modèles meso-échelle et les modèles de circulation générale. Nous avons déjà exploré ce domaine en utilisant le schéma colonne de Meso-NH et comparé ses pronostiques de flux aux interfaces à ceux que nous avons obtenus par la simulation tri-dimensionnelle. Des différences significatives apparaissent dans le pronostique des flux turbulents et de la vitesse d'entraînement au sommet de la couche. En outre, nous avons tenté de simuler l'impact de l'aérosol sur la formation des précipitations en transposant directement dans le modèle colonne le schéma bulk que nous avons utilisé dans le cadre tri-dimensionnel. Les résultats obtenus démontrent qu'à l'évidence, une telle transposition n'est pas judicieuse. La colonne développe initialement un contenu en eau nuageuse conforme à celui de la simulation tri-dimensionnelle. Cependant, dès que la précipitation est déclenchée, la collection uniforme des gouttelettes par les gouttes de bruine dans la colonne résorbe toute cette eau nuageuse et le système entre dans un cycle de formation-dissipation de la couche nuageuse qui dans son ensemble n'est pas réaliste. Sur ces thèmes, nous collaborerons avec les équipes du CNRM qui cherchent à améliorer les paramétrisations de la turbulence, en y apportant notre expertise sur les paramétrisations de la microphysique nuageuse.

Par ailleurs, nous considérons que la simulation numérique doit aussi aider à la conception des expériences de terrain qui visent à identifier et quantifier les effets indirects de l'aérosol sur le cycle de vie des nuages de couche limite. Comme nous l'avons mentionné dans ce manuscrit, les fluctuations de la température et de l'humidité, qui peuvent faire la différence entre le doublement de l'épaisseur d'un nuage de couche limite et sa totale dissipation, ne sont pas actuel-

lement mesurables. Pour l'humidité, il s'agit de variations du rapport de mélange en eau totale inférieures au centième de sa valeur, soit quelques dixièmes de g/kg, pour la température il s'agit de dixièmes de degrés. Ainsi, lorsqu'on observe deux situations, équivalentes en apparence, mais contenant des aérosols de types différents, il n'est pas possible de démontrer expérimentalement que les différences observées sont dues à l'aérosol plutôt qu'à de petites, et non mesurables, variations de leurs forçages de grande échelle. De nombreuses observations de corrélations entre épaisseur optique de l'aérosol et propriétés des nuages (épaisseur optique, LWP, précipitation) ont été récemment révélées par les mesures spatiales et la priorité aujourd'hui est d'établir des relations de cause à effet entre ces paramètres. L'expérience ACE-2 (*Brenquier et al.*, 2003) illustre bien la problématique : les nuages pollués étaient presque systématiquement plus fins que les nuages non-pollués. Était-ce parce que les masses d'air pollué étaient initialement plus sèches que les masses d'air marin, ou bien parce que l'aérosol pollué en modifiait l'évolution dynamique ? Cette problématique a pris une grande importance et plusieurs ateliers lui sont actuellement dédiés, tels que l'atelier ILEAPS, IGAC et GEWEX sur aérosol/nuage/précipitation et climat, d'octobre 2007, ou l'atelier de l'Institut pour les Etudes Avancées de Frankfort, de mars 2008, qui tous deux visent à définir un plan expérimental pour les campagnes d'observation à venir.

Sur ce plan, les simulations numériques nous suggèrent que les mécanismes qui sont responsables de l'impact de l'aérosol sont accompagnés de signatures mesurables. Par exemple, les effets qui ont été discutés dans ce manuscrit reposent sur des profils verticaux très différents du contenu en eau nuageuse. Dans les simulations pures, son profil vertical s'écarte de l'adiabaticisme au sommet du nuage à cause de la sédimentation des gouttelettes et de leur captation par les gouttes de bruine. À l'inverse, les simulations polluées sont caractérisées par des profils croissants du contenu en eau nuageuse avec l'altitude, jusqu'au sommet du nuage, comme le prévoit le modèle adiabatique. Sans cette caractéristique spécifique, nos simulations ne pourraient pas simuler les impacts observés. Ceci a été vérifié en verrouillant les paramétrisations de la sédimentation des gouttelettes et de la précipitation de la bruine. Les mesures aéroportées permettent de documenter précisément les profils verticaux du contenu en eau nuageuse et elles pourront être utilisées pour vérifier cette condition nécessaire aux simulations pour produire les effets observés. Nous commencerons par explorer cette voie en analysant les bases de données existantes telles que celle de l'expérience ACE-2.

D'autres signatures de l'aérosol sont aussi mesurables. La plus notable dans nos simulations est la différence de comportement entre les simulations pures et polluées entre la fin de nuit et le matin. Nous avons montré que la simulation pure est légèrement découplée pendant la nuit et qu'elle est recouplée le matin, tandis que la simulation polluée adopte un comportement opposé : bien couplée en fin de nuit, elle se découple rapidement le matin, dès que l'absorption du rayonnement solaire devient significative. Or, le couplage dans la couche limite peut être caractérisé assez précisément par des mesures aéroportées in situ de la turbulence, de la base au sommet de la couche limite. Nos simulations nous enseignent ainsi que les mesures aéroportées devront être principalement réalisées pendant cette phase de transition entre la fin de nuit et la matinée.

Enfin, la morphologie des structures nuageuses est aussi une signature de l'impact de l'aérosol. Elle peut être observée finement par des mesures de télédétection de l'épaisseur optique des cellules nuageuses depuis un avion volant au dessus de la couche limite. Ce type de mesure doit donc être aussi planifié dans les expériences à venir.

À terme, on pourra espérer documenter suffisamment de propriétés mesurables des champs nuageux (contenu en eau nuageuse et eau de bruine, morphologie des cellules, profil vertical de l'énergie cinétique turbulente) pour contraindre les valeurs des forçages de grande échelle dans

les modèles LES et mettre en évidence les impacts de l'aérosol sur le cycle de vie des nuages de couche limite.

## Annexe A

# Article sur la paramétrisation de l'albédo de diffusion simple

La paramétrisation développée pour l'albédo de diffusion simple des gouttelettes nuageuses, qui permet la prise en compte de la masse et de la composition chimique des particules d'aérosol qui ont formé les gouttelettes nuageuses, a été décrite dans un article publié dans *Geophysical Research Letters*, en 2005. Une reproduction de cet article est incluse dans cette annexe.



# Parameterization of the cloud droplet single scattering albedo based on aerosol chemical composition for LES modelling of boundary layer clouds

Irina Sandu, Pierre Tulet, and Jean-Louis Brenguier

Centre National Recherche Meteorologique, Meteo-France, Toulouse, France

Received 5 July 2005; revised 17 August 2005; accepted 13 September 2005; published 13 October 2005.

[1] Absorption of solar radiation by cloud particles is a key factor controlling the evolution of a stratocumulus cloud, hence LES simulations of their diurnal cycle are particularly sensitive to the parameterization of this process. Absorption however depends on the type of aerosol particles incorporated in cloud droplets. Current parameterizations are tested here against a more detailed scheme that accounts for the chemical composition of the aerosol. The impact on the simulated diurnal cycle is quantified. **Citation:** Sandu, I., P. Tulet, and J.-L. Brenguier (2005), Parameterization of the cloud droplet single scattering albedo based on aerosol chemical composition for LES modelling of boundary layer clouds, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L19814, doi:10.1029/2005GL023994.

## 1. Introduction

[2] Because of their extensive coverage and significant albedo, boundary layer stratocumulus have a strong radiative impact on climate. Nevertheless, the quantification of this impact is a very difficult task because stratocumulus clouds are sensitive to slight changes in the boundary layer energy budget and in the aerosol number concentration and chemical composition. The fine spatial resolution and the complex turbulence schemes used by Large-Eddy Simulation (LES) models allow explicit resolution of turbulent motions and cloud dynamics. A LES model is thus well suited for combining the various dynamical, microphysical and radiative processes involved in the aerosol indirect effect, provided that a consistent set of parameterizations of all these physical processes is implemented in the model.

[3] The thinning of the cloud layer and the reduction of the cloud cover during daytime are controlled mostly by the absorption of solar radiation by cloud droplets. A precise diagnostic of the droplet single scattering albedo (SSA) is therefore essential for the simulation of the interactions between radiative fluxes and cloud thickness. One of the most currently used parameterizations in the European modelling community (the non-hydrostatic model Meso-NH [Lafore *et al.*, 1998], ECMWF operational model) was developed by Fouquart [1986]. The computed values of the cloud droplet single scattering co-albedo ( $1 - \omega$ ) in the visible range ( $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$ ) are comparable however to those of cloud droplets containing a volume fraction of black carbon that is considered by Chylek *et al.* [1996], as a maximum in BL clouds ( $1 - \omega \approx 5 \cdot 10^{-4}$ ). These values are a factor of 500 greater than those typical for marine cloud droplets, formed on sulphate or marine salt aerosol

( $1 - \omega \approx 10^{-7}$ ). Such a parameterization is therefore suited for continental cases, but it significantly overestimates the impact of absorption for marine cases. An other consequence of the parameterization is a strong increase of the SW absorption with increasing cloud droplet number concentration. This is due to the dependence of the SSA on the cloud optical thickness ( $\tau$ ) and hence on the effective radius ( $\omega = a - b \cdot \exp(-c \cdot \tau)$ , where  $a$ ,  $b$ ,  $c$  are constants corresponding to the visible and near infrared ranges [Bonnell *et al.*, 1983]).

[4] An alternative approach is to explicitly calculate the cloud droplet single scattering albedo (SSA) by accounting for the chemical composition and mass distribution of the aerosol onto which droplets are formed. Relying on the work of Chylek *et al.* [1988, 1996], Chuang *et al.* [2002] developed a parameterization of SSA for cloud droplets containing black carbon (BC) inclusions. This parameterization can be generalized to any type of inclusion if the cloud droplet dielectric properties can be estimated using the effective medium approximation and the Maxwell-Garnett mixing rule [Bohren and Hauffman, 1983].

[5] Here, we present the theoretical basis and the assumptions of the proposed extension of Chuang's parameterization for various types of inclusions within the droplets. The retrieval of the aerosol fraction within the droplets is presented for different representations of the aerosol in the LES model. The parameterization is tested for a marine stratocumulus case by performing two 36 hours 3D simulations of the 14–17 July 1987 FIRE I case. The difference between the present parameterization and the Fouquart [1986] scheme is analyzed by comparing the results with the measurements [Duynderke *et al.*, 2004].

## 2. Extending Chuang's Parameterization for Various Aerosol Inclusions

### 2.1. Theoretical Basis

[6] In a series of papers, Chylek *et al.* [1988, 1996] studied the absorption of solar radiation by cloud droplets containing black carbon (BC). Assuming BC inclusions are randomly positioned within the droplet, they show that the absorption, averaged over all possible locations of a BC particle, is close to the absorption of a homogeneous sphere, as calculated with the effective medium approximation. The average dielectric function of an inhomogeneous medium, given the properties of its constituents, can be derived using the Maxwell-Garnett mixing rule [Bohren and Hauffman, 1983]. The droplet SSA can then be deduced using geometric optics [Bohren and Hauffman, 1983].

[7] The assumption of a random distribution of BC particles within the droplets may not be valid if gravitational forces contribute to a preferential location of the aerosol particles. Moreover a preferential location of BC near the superior or the inferior droplet surface increases the absorption of solar radiation [Chylek *et al.*, 1996]. Nevertheless, for aerosol particles much smaller than the droplets, gravitational forces can be neglected, and the assumption is acceptable.

[8] Chuang *et al.* [2002] used this approach to parameterize the SSA of cloud droplets including black carbon as a function of the cloud droplet diameter  $d$ , of the BC's volume fraction, of the wavelength  $\lambda$  and of the effective refractive index ( $m_{\text{eff}} = n_{\text{eff}} + i \cdot k_{\text{eff}}$ , where  $n_{\text{eff}}$  and  $k_{\text{eff}}$  are the real and imaginary part of  $m_{\text{eff}}$ , respectively). Starting with an approximation of the absorption coefficient that is valid when  $d\delta \ll 1$ , where  $\delta = 4\pi k_{\text{eff}}/\lambda$ , and considering that, at  $\lambda > 2 \mu\text{m}$ , absorption by water dominates that by BC, Chuang *et al.* [2002] developed the following empirical approximation for the absorption coefficient:

$$C_{\text{abs}} = \frac{\pi}{6} d^3 \frac{\delta \left[ n_{\text{eff}}^3 - (n_{\text{eff}}^2 - 1)^{3/2} \right]}{n_{\text{eff}} (1 + 0.8d\delta)} \quad (1)$$

The SSA ( $\omega$ ) is then given by:

$$\omega = 1 - C_{\text{abs}}/C_{\text{ext}} \quad (2)$$

where the extinction coefficient equals  $C_{\text{ext}} = \pi d^2/2$ . In the limit of  $d\delta \gg 1$ , the SSA is approximated by:

$$\omega = 1 - \frac{5}{12} \frac{\left[ n_{\text{eff}}^3 - (n_{\text{eff}}^2 - 1)^{3/2} \right]}{n_{\text{eff}}} \quad (3)$$

## 2.2. Assumptions

[9] A similar approach can be applied to derive the SSA of a cloud droplet containing diverse types of inclusions, if the Maxwell-Garnett mixing rule can be used to compute the complex effective dielectric constant of the cloud droplets ( $\epsilon_{\text{eff}} = m_{\text{eff}}^2$ ). This is possible if one of the two following assumptions is verified:

[10] 1. either the aerosol particles are externally mixed in the droplet, being all spherical and randomly distributed in the cloud droplet [Bohren and Hauffman, 1983].

[11] 2. or the particles included into a cloud droplet form an internal mixture. The resulting inclusion is spherical and has not a preferential location near the drop surface (extrapolation of Chylek *et al.*'s [1996] results for BC inclusions).

[12] In such a case,  $\epsilon_{\text{eff}}$  given by the Maxwell-Garnett theory is equal to:

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{(1-f)\epsilon_w + \sum_{i=1}^n f_i \beta_i \epsilon_i}{1-f + \sum_{i=1}^n f_i \beta_i} \quad (4)$$

where  $n$  is the number of aerosol particles in the droplet,  $\epsilon_w$  is the complex dielectric constant of water,  $\epsilon_i$  and  $f_i$  are the dielectric constant and the volumic fraction of the  $i$ th

inclusion, and  $f = \sum_{i=1}^n f_i$ . If all the inclusions are spherical  $\beta_i = (3\epsilon_w)/(\epsilon_i + 2\epsilon_w)$ .

## 2.3. Application to LES Models

[13] The implementation of such a scheme in a LES model depends on the degree of complexity in the representation of the aerosol. We consider here three categories of LES models:

### 2.3.1. Models With Aerosol Climatology

[14] In such a LES model, aerosol properties are taken from a climatology [Tanre *et al.*, 1984; Tegen *et al.*, 1997]. For example, in Meso-NH, 6 aerosol classes are considered: Continental, Maritime, Desert, Urban, Volcanic and Stratospherical background. Each class is characterized by the percentage  $p_i$  of elementary aerosol compounds, distributed over five elementary aerosol types: dust, water soluble compounds, soot, sea-salt, sulphates [d'Almeida *et al.*, 1991]. For retrieving the contribution of each aerosol type, its normalized extinction coefficient (for 1 particle/cm<sup>3</sup>) [d'Almeida *et al.*, 1991, Table 4.3] and its percentage in a climatologic class are used to derive the normalized extinction coefficients of the class. The ratio of the class extinction coefficient to its normalized coefficient provides the total number concentration of aerosol particles  $N_a$ . Finally the number concentration of each aerosol type in the class expresses as  $N_i = p_i \cdot N_a$ . The volume fraction of one aerosol type per cloud droplet is then computed as the ratio of the volume of all the particles of that type to the total volume of droplets:  $v_i = (N_i/N_c) \cdot (R_i/R_c)^3$ , where  $R_i$  is the mean volume radius of the particles of the aerosol type  $i$ ,  $N_c$  and  $R_c$  are the number concentration and the mean volume radius of the cloud droplets. Equation (4) is finally used with the first assumption in Section 2.2 (aerosol particles externally mixed) to derive the complex effective dielectric constant of the cloud droplets.

### 2.3.2. Models With an Activation Scheme for Some Types of Aerosol Particles (e.g., Cohard *et al.*'s [1998] Activation Scheme for Sulphate or Marine Salt)

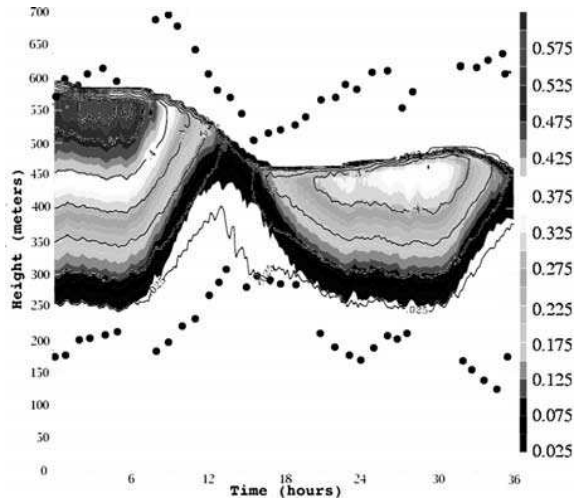
[15] The volume fraction of aerosol per cloud droplet is derived by dividing the mean volume of the aerosol particles by the mean droplet volume. Equation (4) is used with the second assumption in Section 2.2 (aerosol particles internally mixed) to derive the complex effective dielectric constant of the cloud droplets.

### 2.3.3. Models With an Aerosol Module Coupled to an Activation Scheme

[16] The radius and the chemical composition of the activated aerosol are supplied by the aerosol prognostic module, and the volume fraction of the various aerosol types within the cloud droplet is calculated by dividing the volume of each aerosol type entering in the activated aerosol composition by the mean volume of the droplets. As above, equation (4) is used with the second assumption in Section 2.2 (aerosol particles internally mixed) to derive the complex effective dielectric constant of the cloud droplets.

## 3. Tests of the New Parameterization for a Marine Stratocumulus Case

[17] For testing the parameterization, 1D and 3D simulations of a stratocumulus case have been performed with the non-hydrostatic LES model Meso-NH [Lafore *et al.*, 1998].

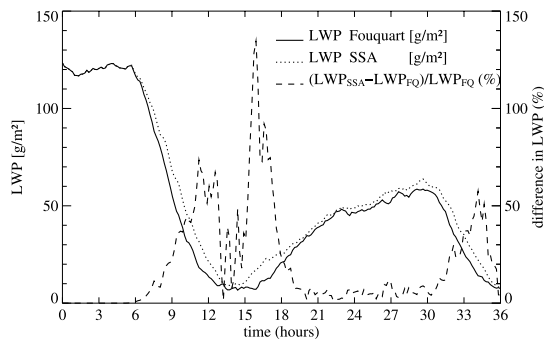


**Figure 1.** The horizontal mean cloud water mixing ratio (g/kg) (from 00 LT 14 July to 12 LT 15 July 1987): with the Fouquart scheme (filled surface), with the new SSA parameterization (isolines). The cloud base and top retrieved from observations are represented by dots. See color version of this figure in the HTML.

[18] The model includes a bulk microphysical scheme specifically designed for LES studies of stratocumulus clouds [Kharoutdinov and Kogan, 2000] and the Morcrette [1991] radiation scheme (ECMWF operational model). The cloud droplet effective radius, explicitly computed by the microphysical scheme, is used as a proxy for the droplet mean volume radius. The activation of the available cloud concentration nuclei (CCN) is treated using the *Cohard et al.* [1998] parameterization. This scheme offers the possibility to vary both the CCN type (sulphates or NaCl) and their number concentration. The tests were performed by assuming the aerosol is entirely made of sulphate.

### 3.1. Simulation of the FIRE I Case

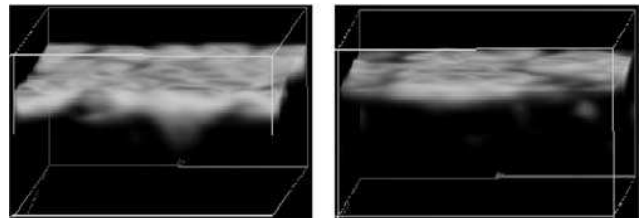
[19] The marine stratocumulus cloud observed during FIRE (San Nichollas Island, 14–17 July 1987) is simulated



**Figure 2.** The horizontal mean LWP ( $\text{g/m}^2$ ) (from 00 LT 14 July to 12 LT 15 July 1987): with the new SSA parameterization (dotted line), with Fouquart parameterization (solid line). The relative difference between the two simulations (%) is indicated by a dashed line. See color version of this figure in the HTML.

with Meso-NH using the set-up and the initial conditions indicated during the EUROCS model comparison exercise [Duynderke *et al.*, 2004]. Two simulations of 36 hours (from 00 LT (local time) on 14 July to 12 LT on 15 July 1987) performed with the Fouquart parameterization and the explicit parameterization of SSA are compared. As during EUROCS, precipitation was switched off during our simulations. From the CCN concentration used to initialise the model ( $100 \text{ cm}^{-3}$ ), approximately  $65\text{--}80 \text{ cm}^{-3}$  were activated during night time and only  $25\text{--}50 \text{ cm}^{-3}$  during daytime, for both simulations. Consequently, the effective radius varied between 9 and  $14 \mu\text{m}$  during day time and between 6 and  $10 \mu\text{m}$  during night time (for the EUROCS exercise, the effective radius was prescribed at a value of  $10 \mu\text{m}$ ).

[20] With the Fouquart parameterization, the simulation exhibits an early decoupling of the cloud from the surface layer, which prevents water vapour turbulent fluxes to feed the cloud layer, hence leading to a rapid elevation of the cloud base and a slight drop of the cloud top between 09 and 18 LT (Figure 1). As a result, the liquid water path decreases from 120 down to about  $10 \text{ g/m}^2$  (Figure 2). With the new parameterization, the ascent of the cloud base is slightly delayed, and further thickening of the cloud layer starts earlier than with Fouquart scheme, though the liquid water path reaches the same minimum at 14 LT. During these transition phases, from 08 to 13 LT for the decrease of the cloud thickness, and from 15 to 19 LT for its increase, the liquid water path simulated with the new scheme is significantly larger than the one simulated with Fouquart scheme (Figure 2). The bias between LES results and observations, noticed especially during daytime, is hence reduced when using the new scheme (Figure 1). As expected, this diurnal increase of the cloud thickness, is mainly due to the significant reduction of the absorption of solar radiation into the cloud layer. The difference in the cloud layer SW heating rate between the two simulations amounts to about 35% at 08 LT (5.2% of the solar radiation being absorbed with the Fouquart scheme, instead of 4.0% with the new scheme). The cloud 3D images in Figure 3 clearly show the doubling of the cloud layer thickness at 11 LT when using the new SSA parameterization. The noticeable underestimation of the cloud top altitude, with respect to the observations, in both simulations is due to the large subsidence rate imposed to maintain the cloud layer (a constant divergence of  $1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ , as stated during EUROCS).



**Figure 3.** The cloud water mixing ratio (g/kg) at 11 LT 14.07.1987: (left) with the new SSA parameterization, (right) with Fouquart parameterization. See color version of this figure in the HTML.



**Table 1.** The Percentage of Solar Radiation Absorbed in the Cloud Layer (%)<sup>a</sup>

	CCN Concentration, cm <sup>-3</sup>				
	50	100	200	400	800
Fouquart parameterization	4.46	5.31	6.36	7.66	9.21
The new SSA parameterization	4.39	4.42	4.47	4.52	4.59
The pure water cloud	2.44	2.53	2.64	2.78	2.96

<sup>a</sup>Calculated as the ratio of the difference between the values of the net SW flux at the cloud top and at the cloud base and the downwelling SW flux at the cloud top. These values were obtained by averaging over a period of a few minutes (around 11 LT), in order to have a constant incoming SW flux.

### 3.2. 1D Tests

[21] Several 1D runs were performed with the two SSA parameterizations in order to evaluate the dependence of the amount of absorbed solar radiation on the cloud droplet number concentration. The same initial profiles were used in each case, while varying the initial CCN concentration. Similar runs were done by fixing the values of the SSA in each shortwave band to the values typical for pure water droplets. This case can be considered as the lowest limit for the SW absorption in the cloud layer. As shown in Table 1, the percentage of absorbed solar radiation using the Fouquart scheme depends on the CCN concentration. This artifact is due to the SSA dependence on the effective radius. The slight increase of the absorption with CCN concentration, noticed for the newly implemented parameterization, is similar to the one obtained for the pure water cloud. Due to the inclusion of sulphate in the cloud drops, the percentage of absorbed radiation is however larger than for the pure water cloud.

## 4. Summary

[22] Absorption of solar radiation has a significant impact on the diurnal cycle of boundary layer clouds, and it is partly dependent on the chemical composition of the aerosol particles incorporated in cloud droplets. Some currently used parameterizations however do not consider the great variability of the aerosol particles, as they rely on a climatologic mean single scattering albedo. For the study of some specific areas, it is therefore necessary to explicitly derive the droplet single scattering albedo from the properties of the background aerosol.

[23] *Chuang et al.* [2002] parameterization that was developed for inclusion of carbonaceous aerosol in cloud droplets is extended here to any type of aerosol particles. Tests performed with a non-hydrostatic LES model demonstrate that the diurnal evolution of the cloud thickness and the liquid water path are very sensitive to the type and

amount of aerosol particles in the boundary layer. Considering marine sulphate aerosol for the simulation of the FIRE I case study, instead of the current parameterization, reduces the bias between LES results and observations. The explicit calculation of the SSA also prevents the artifacts that affect radiative transfer calculations with the current scheme when modifying the number concentration of the droplets.

[24] **Acknowledgment.** One of the authors, Irina Sandu, acknowledges Meteo-France support for her Ph.D. in the GMEI group of CNRM and thanks Cathy Chuang and Keith Grant for their advice and supplementary information concerning their parameterization.

## References

- Bohren, C. F., and D. R. Huffman (1983), *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, John Wiley, Hoboken, N. J.
- Bonnel, B., et al. (1983), Radiative properties of some African and mid-latitude stratocumulus clouds, *Beitr. Phys. Atmos.*, **56**, 409–428.
- Chuang, C. C., J. E. Penner, J. M. Prospero, K. E. Grant, G. H. Rau, and K. Kawamoto (2002), Cloud susceptibility and the first aerosol indirect forcing: Sensitivity to black carbon and aerosol concentrations, *J. Geophys. Res.*, **107**(D21), 4564, doi:10.1029/2000JD000215.
- Chylek, P., et al. (1988), Scattering of electromagnetic waves by composite spherical particles: Experiment and effective medium approximations, *Appl. Opt.*, **27**, 2396–2404.
- Chylek, P., et al. (1996), Black carbon and absorption of solar radiation by clouds, *J. Geophys. Res.*, **101**, 23,365–23,372.
- Cohard, J., J. Pinty, and C. Bedos (1998), Extending Twomey's analytical estimate of nucleated cloud droplet concentration from ccn spectra, *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3348–3357.
- d'Almeida, G. A., P. Koepke, and E. P. Shettle (1991), *Atmospheric Aerosols: Global Climatology and Radiative Characteristics*, A. Deepak, Hampton, Va.
- Duynkerke, P. G., et al. (2004), Observations and numerical simulations of the diurnal cycle of the EUROCS stratocumulus case, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **604**, 3269–3296.
- Fouquart, Y. (1986), Radiative transfer in climate modeling, in *NATO Advanced Study Institute on Physically-Based Modeling and Simulation of Climate and Climatic Changes, Part 1*, edited by M. E. Schlesinger, pp. 223–283, Springer, New York.
- Kharoutdinov, M., and Y. Kogan (2000), A new cloud physics parameterization in a large-eddy simulation model of marine stratocumulus, *Mon. Weather Rev.*, **128**, 229–243.
- Lafore, J., et al. (1998), The Meso-NH atmospheric simulation system. part I: Adiabatic formulation and control simulations, *Ann. Geophys.*, **16**, 90–109.
- Morcrette, J. (1991), Radiation and cloud radiative properties in the ECMWF operational weather forecast model, *J. Geophys. Res.*, **96**, 9121–9132.
- Tanre, D., J.-F. Geleyn, and J. M. Slingo (1984), First results of the introduction of an advanced aerosol-radiation interaction in the ECMWF low resolution global mode, in *Aerosols and Their Climatic Effects*, edited by H. E. Gerber and A. Deepak, pp. 133–177, A. Deepak, Hampton, Va.
- Tegen, I., et al. (1997), Contribution of different aerosol species to the global aerosol extinction optical thickness: Estimates from model results, *J. Geophys. Res.*, **102**, 23,895–23,915.

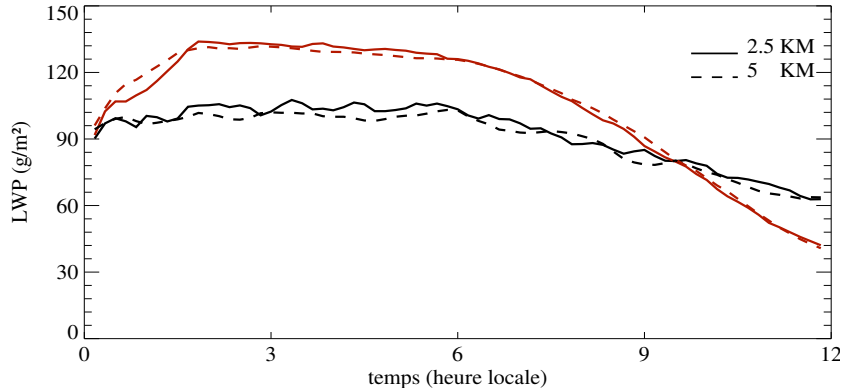
J.-L. Brenguier, I. Sandu, and P. Tulet, CNRM, Meteo-France, 42 av. G. Coriolis, F-31057 Toulouse, France. (irina.sandu@cnrm.meteo.fr)

## Annexe B

# Test de sensibilité à la taille du domaine de simulation

Nous présentons ici les résultats d'un test de sensibilité, effectué pour vérifier si les résultats de nos simulations dépendent de la taille du domaine utilisé. Ainsi, pour le cas de référence (*W6*) décrit dans le chapitre 5, nous avons augmenté la dimension horizontale du domaine de 2.5x2.5 km à 5x5 km. Deux simulations de 12 heures (entre 0 et 12 HL) ont été effectuées sur ce grand domaine pour le cas pur,  $N_{CCN}^{50}$ , et le cas pollué,  $N_{CCN}^{600}$ . Les conditions initiales, les forçages de grande échelle et les résolutions horizontale et verticale sont les mêmes que dans le cas de référence (paragraphe 5.1.1).

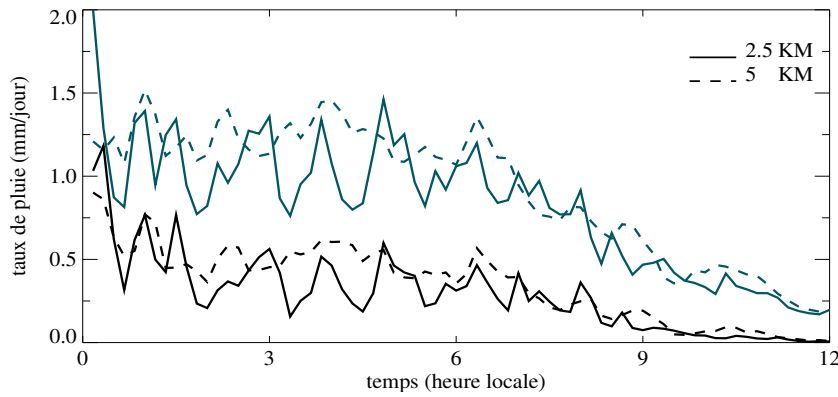
La figure B.1 montre que, pour les simulations pure et polluée, le LWP est peu sensible à la taille du domaine de simulation.



**Fig. B.1:** Évolution temporelle du LWP ( $\text{g/m}^2$ ) pour les simulations  $N_{CCN}^{50}$  (noir) et  $N_{CCN}^{600}$  (rouge) effectuées sur le petit (traits pleins) et sur le grand domaine (tirets). Ces valeurs représentent les moyennes horizontales sur le domaine de simulation, calculées toutes les 10 minutes.

En revanche, la figure B.2 pour la simulation  $N_{CCN}^{50}$ , révèle que les taux de précipitation à la base du nuage et à la surface sont légèrement plus faibles sur le petit domaine que sur le grand et que ses fluctuations sont plus grandes. La figure B.3 illustre bien l'origine de ces fluctuations. En effet, on peut y voir que le nombre de cellules précipitantes du petit domaine est réduit. L'évolution temporelle du taux de précipitation reflète alors le cycle de vie de ces cellules précipitantes, avec successivement la formation de l'eau nuageuse, le déclenchement des

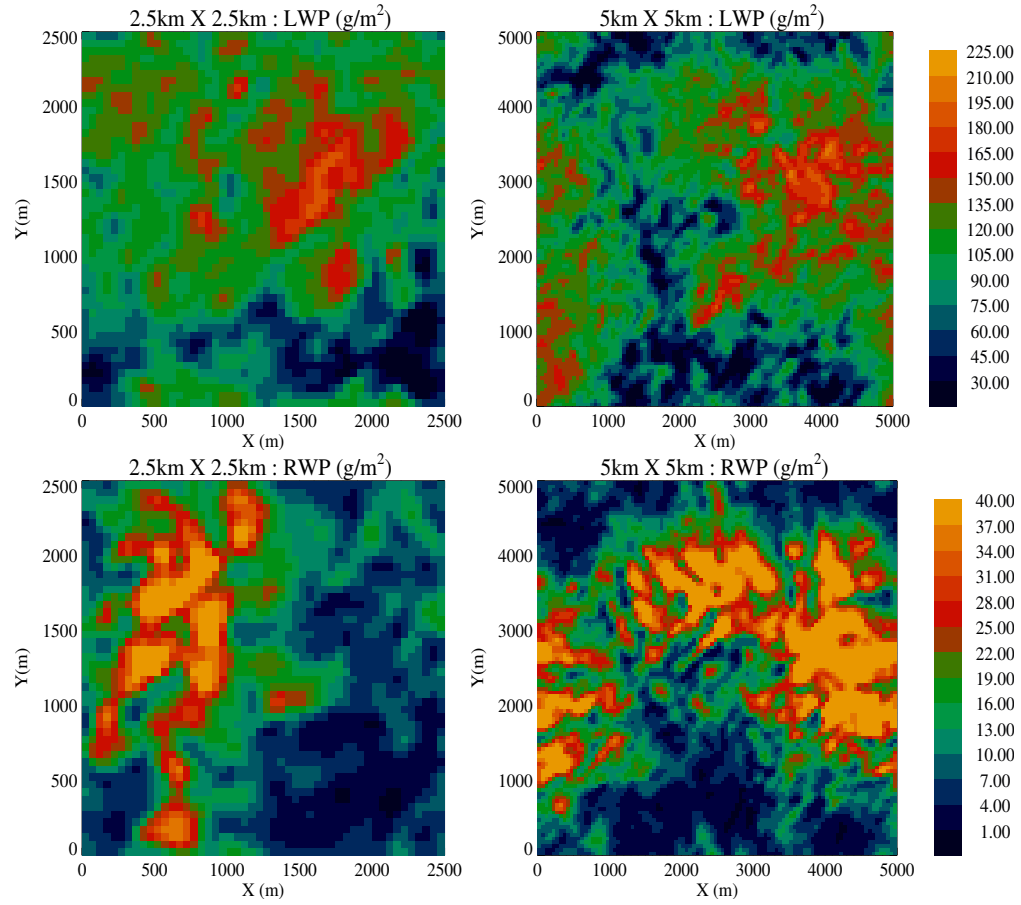
précipitations, la captation de l'eau nuageuse par la bruine et la formation d'une nouvelle cellule. Le grand domaine, qui contient un plus grand nombre de cellules, à différents stades de leur évolution, moyenne ces fluctuations et il montre une série temporelle du taux de précipitation plus lisse.



**Fig. B.2:** Évolution temporelle du taux de précipitations (mm/heure) à la base du nuage (bleu) et au sol (noir) pour les simulations  $N_{CCN}^{50}$  effectuées sur le petit (traits pleins) et sur le grand domaine (tirets). Ces valeurs représentent les moyennes horizontales sur le domaine de simulation, calculées toutes les 10 minutes.

La figure B.3 suggère aussi qu'après 4 heures de simulation, des structures nuageuses apparaissent dont la dimension caractéristique est comparable à la taille du domaine de simulation. Cette question a été étudiée par *De Roode et al.* (2004) et *Duynkerke et al.* (2004), en analysant la distribution spectrale des fluctuations de la vitesse et des scalaires dans des simulations de stratocumulus. Ils ont montré qu'à l'exception de la vitesse verticale, les fluctuations des autres grandeurs, et des scalaires en général, affichaient des échelles caractéristiques croissantes avec la durée de la simulation. Ainsi des fluctuations d'humidité, de température potentielle, et par conséquent du flux de flottabilité, dont les échelles sont supérieures à 10 fois l'épaisseur de la couche limite, ont une contribution majeure à la variance totale de ces grandeurs. Ils concluaient que, si l'objectif de l'étude est limité à l'analyse des valeurs moyennes de ces paramètres, un petit domaine pouvait être suffisant, mais que, pour étudier leurs distributions spatiales, de plus grands domaines seraient nécessaires.

Il semble ainsi que la dimension de notre domaine de simulation (2.5x2.5 km) n'est pas suffisante pour représenter ces échelles et que les fluctuations de grande échelle des scalaires sont filtrées par notre modèle. Il est difficile, dans l'état de nos connaissances, de déterminer si cette limitation peut aussi avoir un impact sur les mécanismes par lesquels l'aérosol modifie le cycle diurne des stratocumulus. De nouveaux moyens de calcul plus performants seront disponibles à court terme, qui nous permettront de réaliser quelques simulations de références sur de plus grands domaines pour valider les résultats obtenus au cours de cette thèse.



**Fig. B.3:**  $LWP$  ( $g/m^2$ ), en haut, et  $RWP$  ( $g/m^2$ ), en bas, représentés à 4 HL pour les simulations  $N_{CCN}^{50}$  effectuées sur le petit (à gauche) et sur le grand domaine (à droite).



## Annexe C

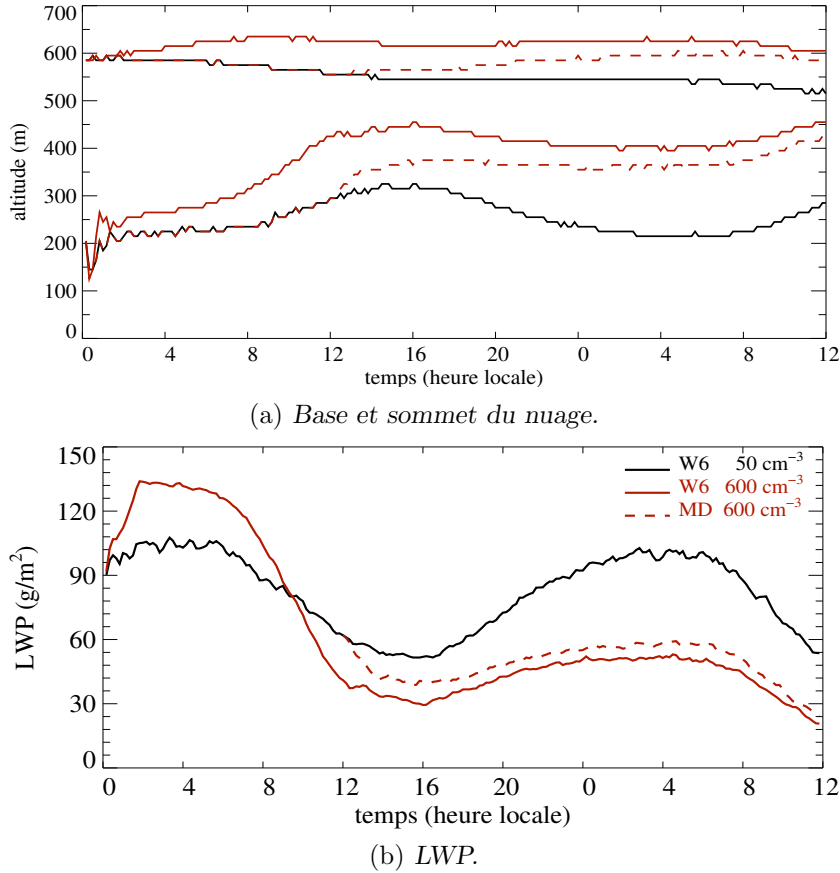
# Test de sensibilité au moment du changement de la concentration des gouttelettes

L'étude de sensibilité présentée ici a pour objectif de vérifier si la réponse de la CLN au changement de la concentration des CCN dépend du moment où le changement se produit. Pour le cas de référence (*W6*), nous avons effectué une simulation supplémentaire (notée *MD600* ci-dessus) pour laquelle la concentration des CCN a été augmentée de 50 à 600 cm<sup>-3</sup> à 12 HL (au lieu de 0 HL). Les conditions initiales, ainsi que les forçages de grande échelle sont les mêmes que dans le cas *W6*.

La figure C.1b montre, qu'après le changement de la concentration des CCN, le LWP du nuage *MD600* diminue plus rapidement que celui du nuage précipitant. Ainsi, il se rapproche du LWP du nuage pollué simulé dans le cas de référence (après 14 HL) et reste semblable à celui-ci tout le long de la simulation. Le nuage *MD600* contient donc moins d'eau que le nuage précipitant pendant les 24 heures de simulation.

L'analyse des mécanismes qui conduisent à cette diminution du LWP montre qu'ils sont de même nature que ceux que nous avons discutés dans le cas où le changement de la concentration des CCN intervient à 0 HL. En effet, peu après le changement de la concentration des CCN, CDNC augmente, les gouttelettes sont plus petites, leur sédimentation est ralentie et la formation de la bruine est inhibée. En conséquence, les valeurs du contenu spécifique en eau nuageuse au sommet du nuage augmentent quasi-instantanément après 12 HL (Fig. C.2a). Elles restent supérieures à celles du nuage précipitant jusqu'à 21 HL. Ensuite, elles deviennent comparables à celles-ci, bien que le LWP du nuage pollué soit deux fois plus faible que celui du nuage pur.

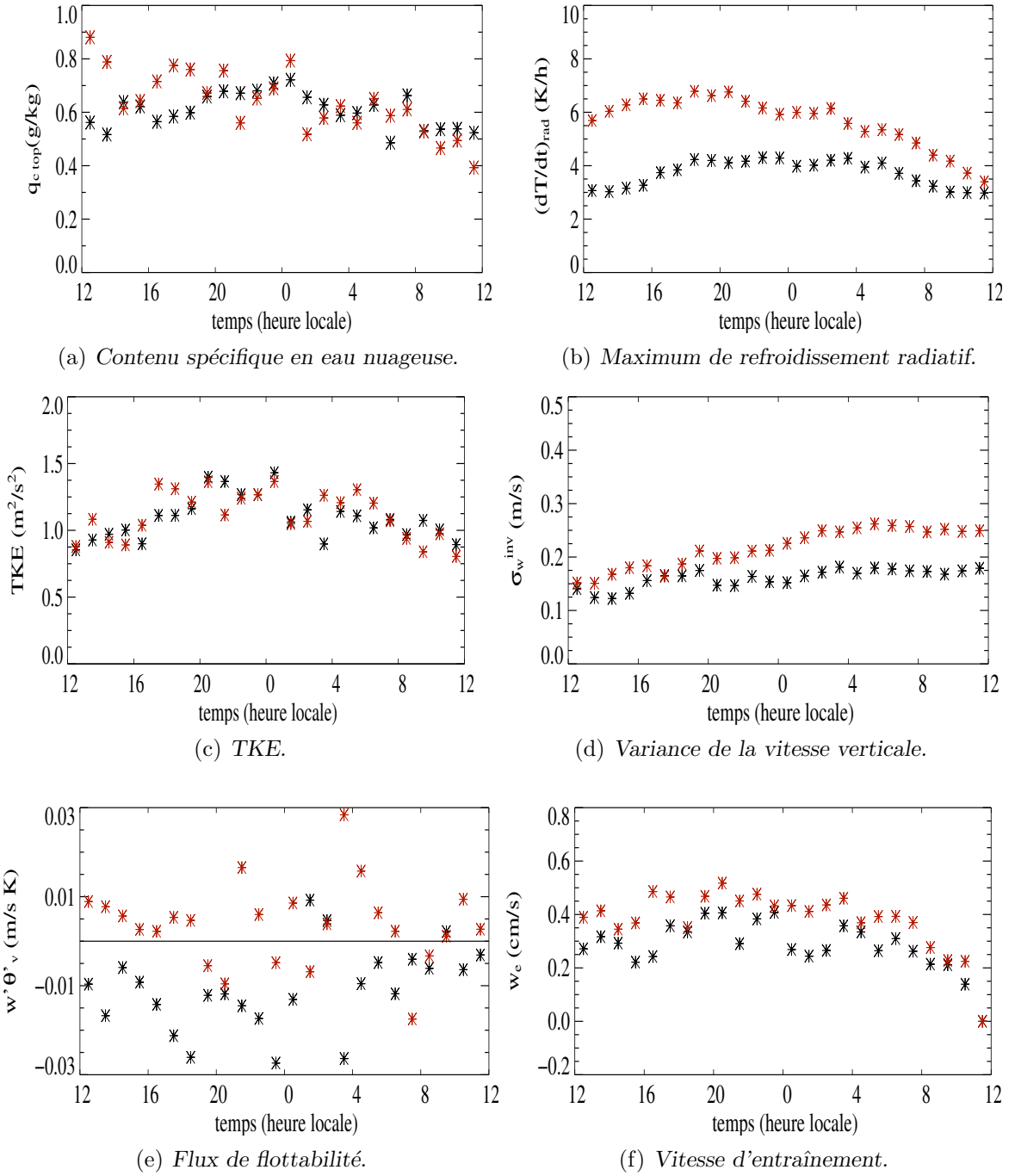
Comme pour la simulation  $N_{CCN}^{600}$ , cette augmentation du contenu en eau nuageuse au sommet induit une amplification du maximum de refroidissement radiatif (Fig. C.2b). Par ailleurs, ce maximum se situe plus près de l'inversion (non montré). Cependant, l'énergie cinétique turbulente dans la partie sommitale du nuage n'est pas significativement différente (Fig. C.2c). En revanche, dans la zone d'entraînement, on peut observer des courants verticaux plus intenses, qui pénètrent plus profondément dans l'inversion (Fig. C.2d). Les circulations sont donc plus intenses dans le cas non-précipitant. Les mouvements verticaux plus intenses et le refroidissement radiatif plus prononcé se traduisent par un flux de flottabilité plus important dans la région voisine à l'inversion (Fig. C.2e), et l'entraînement de l'air de l'inversion thermique dans



**Fig. C.1:** Évolution temporelle (a) de la base et du sommet (m) (en haut) et (b) du LWP du nuage ( $\text{g/m}^2$ ) (en bas) pour les simulations  $N_{CCN}^{50}$  (trait plein, noir) et  $N_{CCN}^{600}$  (trait plein, rouge) effectuées dans le cas W6 et pour la simulation MD600 (tirets, rouge). Ces valeurs représentent des moyennes horizontales sur le domaine de simulation, calculées toutes les 10 minutes. Le sommet et la base du nuage sont calculés comme le plus haut et respectivement le plus bas niveau où le rapport de mélange en eau nuageuse atteint une valeur seuil de 0.01 g/kg.

la CLN devient plus efficace. La vitesse d'entraînement est en effet plus élevée que celle de la simulation pure tout au long de la simulation MD600 (Fig. C.2f). La vitesse d'entraînement est ainsi supérieure à la subsidence de grande échelle et le sommet du nuage monte lentement au cours du temps (Fig. C.1a). À la fin de la simulation il dépasse de 80 m le sommet du nuage précipitant.

L'entraînement plus efficace au sommet du nuage provoque un réchauffement et un assèchement plus marqués de la CLN. En outre, en l'absence d'évaporation de la bruine dans la région située sous la base du nuage, cette région se stabilise lors de la journée et le nuage est découplé de la CSN (paragraphe 5.2.2.2). De plus, l'air situé juste au-dessus de la surface se réchauffe rapidement dû à l'entraînement turbulent au sommet de la CLN et à l'absorption du rayonnement solaire. Cela provoque une diminution rapide du flux de chaleur sensible, qui devient légèrement négatif vers 15-16 HL. Le mélange turbulent est ainsi diminué dans la CSN, ce qui amplifie encore plus le découplage de la CLN. Le transport d'humidité de la surface vers le nuage est de ce fait ralenti et la base du nuage monte rapidement (Fig. C.1a). Le LWP diminue ainsi plus que dans le cas précipitant, où la CLN reste mélangée lors de la journée, grâce à l'évaporation de la bruine sous la base du nuage (paragraphe 5.2.2.2).

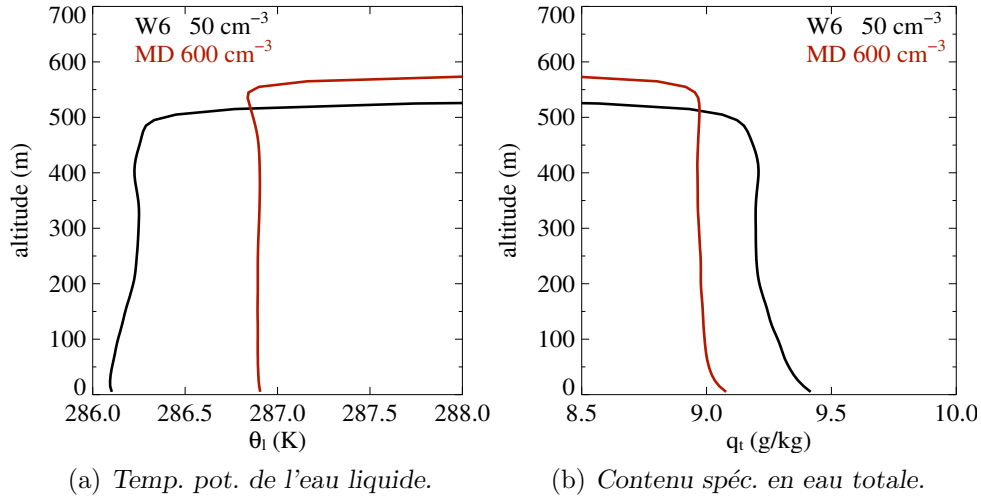


**Fig. C.2:** Évolution temporelle, entre 12 HL le premier jour et 12 HL le deuxième jour, (a) du contenu spécifique en eau nuageuse (g/kg) (dans les derniers 30m du nuage), (b) du maximum de refroidissement radiatif (K/h), (c) de l'énergie cinétique turbulente ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) (dans les derniers 30m du nuage), (d) de l'intensité des courants verticaux  $\sigma_w^{\text{inv}}$  (m/s), (e) du flux de flottabilité ( $\text{m K/s}$ ) (dans les derniers 30m du nuage) et (f) de la vitesse d'entraînement (m/s) pour les simulations  $N_{CCN}^{50}$  et MD600. Les valeurs représentent des moyennes horaires des valeurs de  $q_c$ , LWP,  $dT/dt$ ,  $\sigma_w^{\text{inv}}$ ,  $w'\theta'_v$  et  $w_e$ , moyennées horizontalement sur le domaine de simulation.

Lors de la deuxième nuit de simulation, le nuage MD600 reste plus fin que le nuage précipitant, bien que la CLN soit à nouveau mélangée en l'absence du rayonnement solaire. Cela est dû au



fait que les deux CLN ont évolué différemment, la CLN polluée étant constamment plus chaude et plus sèche que la CLN précipitante. La figure C.3 montre, à titre d'exemple, la différence de température et d'humidité entre les deux CLN à 4 HL, lors de la deuxième nuit. On voit ainsi que la CLN polluée n'est pas assez humide et assez froide pour permettre au nuage de développer le même LWP que dans le cas non-pollué.



**Fig. C.3:** Profils verticaux à 4 HL, lors de la deuxième nuit de simulation, (a) de la température potentielle de l'eau liquide (K) et (b) du contenu spécifique en eau totale (g/kg) pour les simulations  $N_{CCN}^{50}$  (noir) et MD600 (rouge). Ces valeurs représentent des moyennes horizontales sur le domaine de simulation.

Ce test nous permet donc de conclure que l'augmentation de la concentration des gouttelettes mène, pour les conditions testées dans cette étude, à une évolution irréversible de la CLN indifféremment de l'heure à laquelle le changement de la concentration des CCN se produit.

## Annexe D

# Article sur l'impact de l'aérosol sur le cycle diurne des stratocumulus marins

Les résultats des simulations effectuées pour étudier l'impact de l'aérosol sur le cycle de vie des stratocumulus marins, discutés dans le chapitre 5 de ce manuscrit, ont été synthétisés dans un article soumis à Journal of the Atmospheric Sciences, en 2007. Une copie de la version révisée de cet article est incluse dans cette annexe.



# Aerosol impacts on the diurnal cycle of marine stratocumulus

I. Sandu, J.L. Brenguier, O. Geoffroy, O. Thouron, V. Masson<sup>1</sup>

Reviewed for Journal of the Atmospheric Sciences, November 2007

## Abstract

Recent Large Eddy Simulation (LES) studies of the impact of aerosol on the dynamics of nocturnal marine stratocumulus revealed that, depending on the large scale forcings, an aerosol induced increase of the droplet concentration can lead to either an increase or a decrease of the liquid water path, hence contrasting with the cloud thickening that is expected from a reduction of the precipitation efficiency. In this study, the aerosol impacts on cloud microphysics are examined in the context of the boundary layer diurnal cycle, using 36 hours LES simulations of pristine and polluted clouds. These simulations corroborate previous findings that during night-time aerosol induced liquid water path changes are sensitive to the large scale forcings, via enhancement of cloud top entrainment, so that ultimately the liquid water path may be reduced when the free tropospheric entrained air is drier. During the day however, enhanced entrainment, inhibition of drizzle evaporation below cloud base and reduced sensible heat flux from the surface lead to a more pronounced decoupling of the boundary layer, that significantly amplifies the liquid water path reduction of the polluted clouds. While at night, the sign of the liquid water path difference between pristine and polluted clouds depends upon large scale forcings, during the day, the liquid water path of polluted clouds is always smaller than the one of the pristine clouds. Suggestions are made on how observational studies could be designed for validation of these simulations.

## 1 Introduction

The ability of aerosol particles to act as cloud condensation nuclei (CCN) has been extensively documented since the late 50s and the 60s. *Gunn and Phillips* (1957); *Squires* (1958); *Squires and Twomey* (1961); *Warner* (1968); *Warner and Twomey* (1967) pointed out that high CCN concentrations from anthropogenic sources, such as from industrial pollution and from burning of sugarcane, can increase cloud droplet number concentration (CDNC), hence increasing cloud microphysical stability and potentially reducing precipitation efficiency. *Twomey* (1977) also anticipated that a CDNC increase at constant liquid water path (LWP) should result in an increase of the cloud albedo. This is currently referred to as the first aerosol indirect effect (AIE). It took however more than 20 years to corroborate this hypothesis through satellite observations of ship tracks (*Coakley et al.*, 1987; *Radke et al.*, 1989; *King et al.*, 1993; *Ferek et al.*, 1998; *Durkee et al.*, 2000, 2001). The Twomey hypothesis was further corroborated in extended cloud systems affected by anthropogenic pollution, using two instrumented aircrafts for independent measurements of cloud microphysics in situ and remote sensing of cloud radiative properties from above the cloud layer (*Brenguier et al.*, 2000), or using ground remote sensing (*Feingold*, 2003). Recently, *Boers et al.* (2006) and *Bennartz* (2007) were able to retrieve, from satellite measured radiances, seasonal and latitudinal variations of cloud albedo directly connected to CCN and CDNC changes.

The main obstacle in the experimental assessment of the first AIE is that the LWP is a highly variable parameter in clouds that impacts cloud albedo more efficiently than CDNC changes

---

<sup>1</sup>Centre National de Recherche et Météorologiques 42, Av. G. Coriolis. 31057 Toulouse.

(*Boers and Mitchell, 1994; Brenguier et al., 2000*). It is therefore difficult to distinguish cloud albedo variations caused by aerosol changes from those caused by the LWP natural variability. Moreover, it is difficult to observe the first AIE alone because droplet concentration changes are also likely to affect cloud dynamics via modifications of radiative transfer and precipitation efficiency (*Gunn and Phillips, 1957; Albrecht, 1989*). In the framework of climate change, the bulk of the attention therefore moved to the second aerosol indirect effect, that is on aerosol induced changes of cloud dynamics and cloud cover and the corresponding impacts on the Earth radiation budget and hydrological cycle.

Marine boundary layer clouds, such as stratocumulus, are well suited for studies of the 2nd AIE for numerous reasons: (i) They cover a large fraction of the planetary ocean ( $\approx 30\%$  according to *Warren et al. (1988)*) and despite their small liquid water content (LWC), their albedo is about ten times greater than the one of the underlying dark ocean surface. Their negative radiative contribution is therefore a crucial component of the Earth radiation budget (*Hartmann et al., 1992*). (ii) Anthropogenic aerosol sources affect primarily the boundary layer, hence CDNC in boundary layer clouds. (iii) Boundary layer clouds have a lower optical thickness than deep convective clouds, hence a greater sensitivity of cloud albedo to aerosol induced optical thickness changes. (iv) Because they are thinner than deep convective clouds, the maximum mean volume droplet diameter in the layer is less likely to reach the value of  $32\text{ }\mu\text{m}$  considered by *Gerber (1996)* as a threshold for the onset of precipitation. So a slight CDNC increase, hence droplet size decrease at constant LWC, is more likely to inhibit precipitation.

A fundamental component of the stratocumulus topped boundary layer (STBL) is its diurnal cycle. Numerous studies based on 1D models (*Nicholls, 1984; Bougeault, 1985; Turton and Nicholls, 1987*), 3D large eddy simulations (*Duynkerke et al., 2004*), and field experiments such as FIRE-I-1987 (*Betts, 1990; Hignett, 1991*), ASTEX-1992 (*Ciesielski et al., 2001*), and EPIC-2001 (*Bretherton et al., 2004*) established that the STBL shows noticeable variations over a 24 hours cycle: during night-time the cloud layer gets thicker and the STBL is well mixed, while during day-time, the cloud layer is partly decoupled from the surface layer causing the cloud layer to become thinner (*Nicholls, 1984*). The key process controlling this diurnal cycle is the cloud / radiation interaction (*Nicholls, 1984; Ciesielski et al., 2001*). However, several additional processes modulate such interactions. These include precipitation (*Paluch and Lenschow, 1991; Stevens et al., 1998; Lu and Seinfeld, 2005*) and variations in the larger-scale conditions (*Bretherton and Wyant, 1997; Jiang et al., 2002; Ackerman et al., 2004; Lu and Seinfeld, 2005*).

Observational studies of the 2nd AIE are challenging because boundary layer air masses that exhibit different aerosol properties, usually have different histories, which lead to systematic differences in the meteorology, making it difficult, if not impossible, to isolate the effect of the aerosol. Measurements of the large scale forcings are not accurate enough, and our understanding of the dynamics of stratocumulus is not complete enough, to precisely predict what the LWP of a cloud layer should be. To illustrate this drawback, let's consider a STBL with a cloud base temperature of about  $20\text{ }^{\circ}\text{C}$  and a cloud thickness of  $100\text{ m}$ . The total (vapor plus liquid) water content is of the order of  $20\text{ g m}^{-3}$ , while the maximum (adiabatic) LWC at cloud top reaches only  $0.2\text{ g m}^{-3}$ , i.e.  $1/100$  of the total. To predict LWC variations with a relative accuracy of  $1/10$  would therefore require capabilities to measure the total water content with a relative accuracy of  $1/1000$ , and the temperature, that determines the saturation mixing ratio, with an absolute accuracy of  $0.065\text{ }^{\circ}\text{C}$ , which is far beyond the actual performance of airborne or radiosounding instruments. Another illustration is the ACE2 experiment that provided 8 case studies of stratocumulus cloud layers, with CDNC values ranging from  $50$  to  $250\text{ cm}^{-3}$ . The cloud albedo of the most polluted cases, despite their higher CDNC, was lower than the one of the pristine cases. Indeed, the most polluted cases were characterized by thinner clouds (*Brenguier and Pawloska, 2003*). This feature might be interpreted as the signature of a negative 2nd AIE.

The most reasonable explanation however was that polluted air masses had crossed the Iberian peninsula and experienced reduced latent and increased sensible heat fluxes, compared to the pristine air masses that were flowing over the ocean for about a week before reaching the area of the field experiment, north of the Canary Islands.

Given the complex interactions governing the STBL and the difficulties in precisely measuring its governing physical parameters, the study of the 2nd AIE calls for the use of high resolution (LES) numerical models with state-of-the-art parameterizations of cloud dynamics, turbulence, radiation and microphysics. Even though larger scale forcings cannot be determined with sufficient accuracy, they can be tuned for the model to reproduce the expected cloud structure. It is then postulated that, if the external forcings are kept unchanged, while modifying aerosol properties, the model is able to capture the essence of the interactions between the aerosol and the physical processes that influence the cloud life cycle. The numerical simulations can then be analyzed to identify measurable signatures of the 2nd AIE.

The LES technique was applied in recent studies to examine the 2nd AIE (*Stevens et al.*, 1998; *Ackerman et al.*, 2003, 2004; *Lu and Seinfeld*, 2005). Based on their analysis, *Stevens et al.* (1998) suggested that the response of stratocumulus to an increased aerosol loading may be more complex than predicted by *Pincus and Baker* (1994), a suggestion that was born out in subsequent studies, e.g., *Ackerman et al.* (2004); *Lu and Seinfeld* (2005). Depending on the dynamical feedbacks induced by the interactions between radiation and processes such as drizzle precipitation, cloud droplet sedimentation and entrainment at cloud top, and their sensitivity to the large-scale state of the atmosphere (for instance as manifest in the thermal structure of the free troposphere, subsidence rates or sea surface temperatures), the LWP may either increase, or decrease following a CDNC increase. These results indicate that the question of how the aerosol impacts on the stratocumulus life cycle remains an open one, notwithstanding attempts to incorporate preconceived effects into general circulation models (for instance for the purposes of the Fourth Assessment Report of *IPCC* (2007)).

Most of the recent studies examined the short time STBL response to variations of the aerosol loading (a few hours, covering night-time or day-time periods). The simulations suggested that the cloud sensitivity to CDNC variations is reduced during day-time because of the absorption of solar radiation in the cloud layer (*Ackerman et al.*, 2003, 2004; *Lu and Seinfeld*, 2005). Following *Lu and Seinfeld* (2005), who recommended examination of the coupling between aerosol indirect effects and the diurnal cycle, LES is used here to simulate a diurnal cycle of marine stratocumulus. The large scale forcings are tuned for the cycle to be periodic in pristine conditions, i.e.  $LWP(t) \approx LWP(t + 24)$ . The simulation is then repeated but, after the spin-up period, the CCN concentration is increased to simulate polluted conditions.

The model is described in the next section and the simulations are presented in Sec. 3. The aerosol impacts on the physical processes and the coupling with the diurnal cycle are discussed in Sec. 4. The sensitivity of the results to the large scale forcings is examined in Sec. 5. In Sec. 6, the results are summarized and suggestions are offered for using observations to test the insights we develop.

## 2 Description of the LES model

The non-hydrostatic model Meso-NH (*Lafore et al.*, 1998) has been designed to simulate air motions over a broad range of scales, ranging from the synoptic scale to turbulent eddies. The Meso-NH configuration chosen here for LES modeling of marine stratocumulus uses an anelastic system of equations (*Lipps and Hemler*, 1982) and a 3D turbulence scheme with a one-and-a-half-order closure, i.e. prognostic turbulent kinetic energy (TKE) and a diagnostic mixing length (*Deardorff*, 1980). The conservative variables, liquid water potential temperature  $\theta_l$  and total

water mixing ratio  $q_t$ , are advected with a positive definite second order centred scheme.

The surface sensible (H) and latent (LE) heat fluxes are proportional to the difference in temperature and specific humidity between the ocean and the air just above the surface, i.e.:

$$H = \rho_a C_p C_H V_a (T_s - T_a) \quad LE = L_v \rho_a C_H V_a (q_{sat}(T_s) - q_a), \quad (1)$$

where  $\rho_a$ ,  $T_a$  and  $q_a$  represent respectively the density, the temperature and the specific humidity of the air situated above the surface,  $V_a$  is the wind speed at the surface,  $T_s$  is the ocean temperature and  $q_{sat}(T_s)$  is the specific humidity at saturation. The constants  $L_v$  and  $C_p$  represent the enthalpy of vaporization and the isobaric specific heat capacity, respectively. The coefficient of proportionality  $C_H$  is derived by taking into account the thermodynamic stability above the surface  $F_H$  and the roughness length  $z_0$  (given by *Charnock* (1955)), i.e.,  $C_H = F_H(k_0/\ln(z/z_0))$ , with  $k_0$  representing the von Karman constant.

The model includes a two-moment bulk microphysical scheme based on the parameterization of *Khairoutdinov and Kogan* (2000) (hereafter referred to as KK2000), which was specifically designed for LES studies of warm stratocumulus clouds. The radiative transfer is computed using the ECMWF operational model radiation code (*Morcrette*, 1991).

## 2.1 Microphysical scheme

Four prognostic variables are used for the condensed water : the cloud droplet and drizzle drop concentrations ( $N_c$  and  $N_r$ ), and the cloud water and drizzle mixing ratios ( $q_c$  and  $q_r$ ). Autoconversion, accretion, drizzle sedimentation and evaporation are parameterized following KK2000 (their Equations 29, 33, 37 and 22, respectively), and the limit between droplets and drizzle drops is set to 50  $\mu\text{m}$  in diameter.

A fifth prognostic variable is used to account for already activated CCNs, following the activation scheme of *Cohard et al.* (1998). This scheme may be seen as an extension of the *Twomey* (1959) parameterization for more realistic activation spectra. The number of CCN, activated at any time step, is equal to the difference between the number of CCN which would activate at the diagnosed pseudo-equilibrium peak supersaturation in the grid and the concentration of already activated CCN ( $N_a$ ). The aerosols are assumed to be log-normally distributed and the CCN activation spectrum is prescribed as :

$$N_a = C s_{v,w}^k F(\mu, \frac{k}{2}, \frac{k}{2} + 1, \beta \cdot s_{v,w}^2), \quad (2)$$

where  $C$  is the concentration of activated CCN at a very high (infinite) supersaturation ;  $s_{v,w}$  is the pseudo-equilibrium peak supersaturation (%),  $F(a,b,c,x)$  is the hypergeometric function (*Press et al.*, 1992) and  $k$ ,  $\mu$  and  $\beta$  are parameters that can be tuned to represent various aerosol types (*Cohard et al.*, 2000). The model offers thus the possibility to vary both the CCN type and their number concentration. Anthropogenic sulfates were chosen here for the entire set of simulations ( $k = 1.4$ ,  $\beta = 25.5$ ,  $\mu = 0.834$ ).

The condensation/evaporation rate is derived using the *Langlois* (1973) saturation adjustment scheme. The cloud droplet sedimentation is computed by considering a Stokes law for the cloud droplet sedimentation velocity, and assuming the cloud droplet size distributions follow a generalized gamma law, whose parameters were adjusted using droplet spectra measurements from the ACE-2 data base ( $\nu = 2$ ,  $\alpha = 3$ ) (*Pawlowska and Brenguier*, 2003; *Geoffroy*, 2007), i.e.:

$$n_c(D) = N_c \frac{\alpha}{\Gamma(\nu)} \lambda^{\alpha\nu} D^{\alpha(\nu-1)} \exp(-(\lambda D)^\alpha), \quad (3)$$

where  $\Gamma(x)$  is the gamma function,  $D$  is the cloud droplet diameter and  $N_c$  is the CDNC. The parameter  $\lambda$  is given by :  $\lambda = (\pi/6 \cdot \rho_w \cdot \frac{\Gamma(\nu + 3/\alpha)}{\Gamma(\nu)} \frac{N_c}{\rho_a q_c})^{1/3}$ , where  $\rho_w$  and  $\rho_a$  are the densities of liquid water and of air, respectively, and  $q_c$  est is the cloud water mixing ratio.

## 2.2 Radiative scheme

The radiative package is based on a two-stream formulation that solves separately the long-wave (LW) and shortwave (SW) radiative transfers for independent model columns. The radiative fluxes are computed taking into account the absorption-emission of the LW radiation and the reflection, scattering and absorption of solar radiation by the atmosphere and by the Earth surface (*Morcrette, 1991*). In the LW, the radiative transfer is parameterized with a broad band flux emissivity method (*Morcrette et al., 1986*), while the Delta-Edington approximation is used for the SW (*Joseph et al., 1976*).

The cloud LW optical properties are computed using the *Savijarvi and Raisanen (1998)* parameterization. In the SW, the cloud optical thickness is computed following *Fouquart (1987)* as a function of the LWP and of the cloud droplet effective diameter  $d_{eff}$ ,  $\tau = 3LWP/4\rho_w d_{eff}$ , where  $\rho_w$  is the water density. The asymmetry factors in the visible and near-infrared ranges of the spectrum are set to 0.85 and 0.92, respectively. The single scattering albedo corresponds to cloud droplets formed on sulfates. The absorption coefficient of sulfate is low ( $10^{-7}$  at a wavelength of 500 nm), being similar to that of pure water. An aerosol with a low absorption coefficient is selected here to avoid concomitant impacts due to aerosol absorbing properties (the semi-direct effect), that are beyond the purpose of this study.

## 3 The impact of the droplet concentration on the cloud diurnal cycle

### 3.1 Set-up of the simulations

The simulations carried out in this study correspond to a typical summer situation over the NE Pacific. A study by *Wood et al. (2002)*, based on satellite radiances gathered over a three year period, shows that over this region marine stratocumulus have a diurnal mean LWP of approximately 60-70 g m<sup>-2</sup>. To simulate a persistent cloud layer with such characteristics, meteorological conditions similar to that observed during FIRE I are selected.

The model initialization follows the set-up of the inter-comparison study performed during EUROCS (*Duynkerke et al., 2004*), with the same values of sea surface temperature, horizontal wind speed, inversion layer altitude ( $\approx 600$  m above the sea level), total water mixing ratio ( $q_t$ ) vertical profile, and  $\theta_l$  and  $q_t$  jumps at cloud top (12 K and -3 g kg<sup>-1</sup> respectively). To simulate a deeper cloud however, with significant precipitation at low CDNC, the initial liquid-water potential temperature ( $\theta_l$ ) profile was set 1 K cooler than prescribed in EUROCS.

The subsidence rate is computed as  $\overline{w_{subs}} = -D \times z$  (s<sup>-1</sup>) with a constant divergence rate  $D$  of  $6 \times 10^{-6}$  s<sup>-1</sup>. This divergence rate is close to the average value indicated by *Neiburger (1960)* for the San Nicholas Island cases. No large scale advection by the horizontal winds was considered in the reference case (hereafter referred to as W6).

To simulate the aerosol impact on CDNC, the *Cohard et al. (2000)* scheme is initialized with increasing values of the C coefficient, producing (at infinite supersaturation) concentrations of activated nuclei of 50, 200 and 600 cm<sup>-3</sup>, respectively. The corresponding simulations are referred to as  $N_{CCN}^{50}$ ,  $N_{CCN}^{200}$  and  $N_{CCN}^{600}$  hereafter. The droplet concentration, however, does not increase proportionally to the CCN concentration. Indeed, as the vertical velocity in stratocumulus



clouds is moderate (less than  $1 \text{ m s}^{-1}$ ), the enhanced competition for water vapor induced by an increased CCN concentration limits the in-cloud peak supersaturation. So, the peak supersaturation reaches values of the order of only 0.1 % in the polluted cases, against 0.4 % in the pristine case, limiting thus the number of CCN which form cloud droplets. The mean CDNC value, averaged over all model grids with  $\text{CDNC} > 20 \text{ cm}^{-3}$ , thus ranges from 38-40  $\text{cm}^{-3}$  for  $N_{CCN}^{50}$ , to 100-135  $\text{cm}^{-3}$  for  $N_{CCN}^{200}$  and to 190-230  $\text{cm}^{-3}$  for  $N_{CCN}^{600}$ .

The simulation for the pristine case starts at 21 local time (LT) and lasts for 39 hours. During the first 3 hours of simulation (spin-up period), the LWP decreases rapidly from 230  $\text{g m}^{-2}$  to approximately 100  $\text{g m}^{-2}$  at 0 LT due to relatively high drizzle rates (2 mm/day). After the spin-up period, the pristine cloud LWP varies only slowly, showing that the simulation has reached a quasi-stationary state. The simulations for the polluted cases ( $N_{CCN}^{200}$  and  $N_{CCN}^{600}$ ) start at 0 LT, with the same field as the marine case at that time and they are run for 36 hours.

The domain size is  $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km} \times 2 \text{ km}$  for all simulations, with 50 m horizontal resolution and a constant vertical grid spacing of 10 m from the sea surface to the 850 m level that is above the inversion for all simulations. The vertical resolution is slightly decreased above this height, so that 105 levels are used between the sea level and the top of the domain. The time step is of 1 second and the lateral boundary conditions are periodic. The radiation code is called every 150 seconds for reducing the computational cost. The sensitivity to the size of the simulation domain was tested by simulating a pristine and a polluted diurnal cycle on a domain four times larger, i.e.  $5 \text{ km} \times 5 \text{ km} \times 2 \text{ km}$ . The results showed that the evolution of the horizontal mean quantities (cloud depth, LWP, CDNC, rain rate, etc.) is not significantly influenced by the domain size. It appears that the reduced domain is able to capture the diurnal evolution of the mean structure of the STBL for both the pristine and the polluted cases. If simulations longer than 36 hours were desirable however, the domain would have to be extended because the turbulent structures in the boundary layer progressively grow with time.

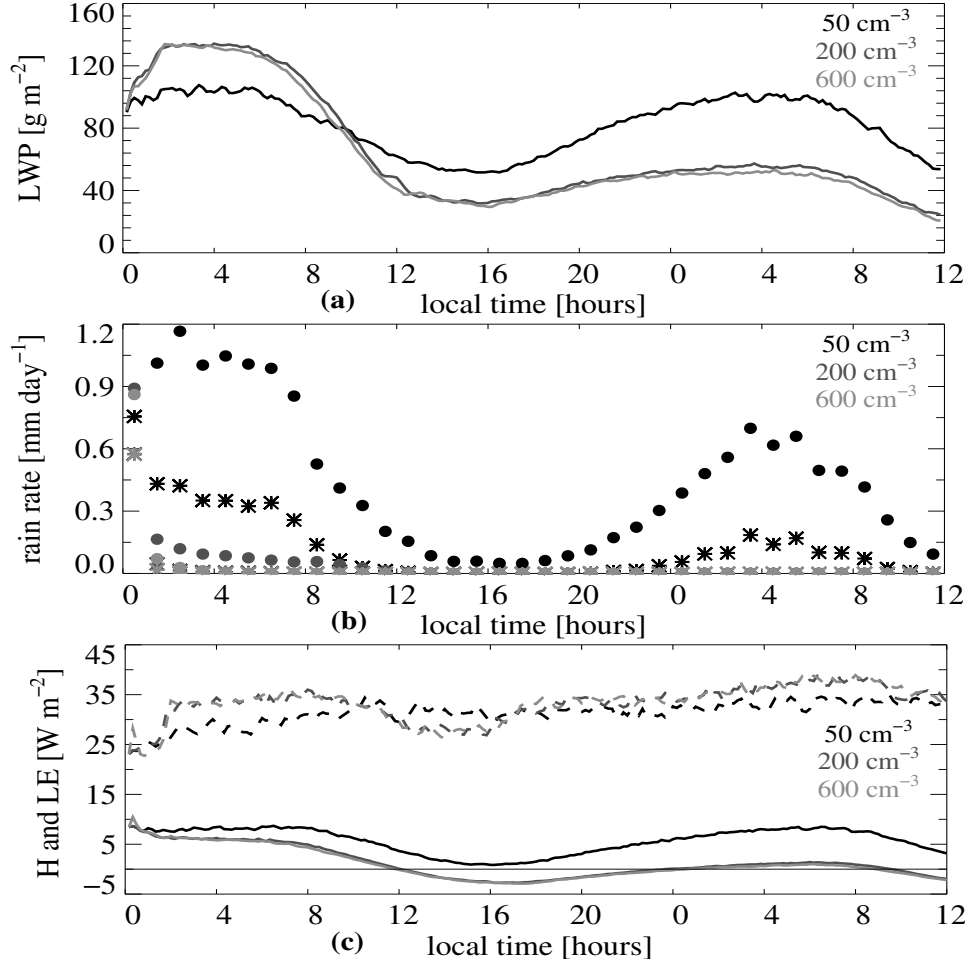
## 3.2 Results

The time evolution of the domain averaged LWP ( $\text{g m}^{-2}$ ) plotted in Fig. 1a shows how strongly the CDNC changes affect the diurnal evolution of the cloud. The system response is non-trivial: during the first night of simulation, the LWP increases with increased CCN loading as expected, but this tendency is reversed after 10 LT. Indeed, the two polluted clouds progressively thin relative to their pristine counter part during the last 26 hours of the simulation. The cloud fraction however is close to 1 for all cases, over the 36 hours of simulation. In order to interpret the specific features of the pristine and polluted simulations, the various physical processes that govern the evolution of the STBL are examined in light of previous work, in the next section.

## 4 Discussion

### 4.1 Precipitation, cloud droplet sedimentation and entrainment

The sudden change of the CCN concentration from 50 to 200 or to 600  $\text{cm}^{-3}$ , imposed at 0 LT, produces a rapid increase of the CDNC and a decrease of the domain averaged droplet effective diameter at cloud top from 30  $\mu\text{m}$  for the  $N_{CCN}^{50}$  case, to 22  $\mu\text{m}$  for  $N_{CCN}^{200}$ , and to 17  $\mu\text{m}$  for  $N_{CCN}^{600}$ . The autoconversion process is consequently inhibited (via the inverse dependence upon  $N_c$  in Eq. (29) of KK2000). The precipitation rates, both at sea level and at cloud base, averaged over the domain (Fig. 1b), indicate that drizzle is almost completely suppressed about one hour after the CCN concentration increases. The polluted cases can therefore be considered as non-precipitating cases, while the pristine one is continuously drizzling, albeit only marginally



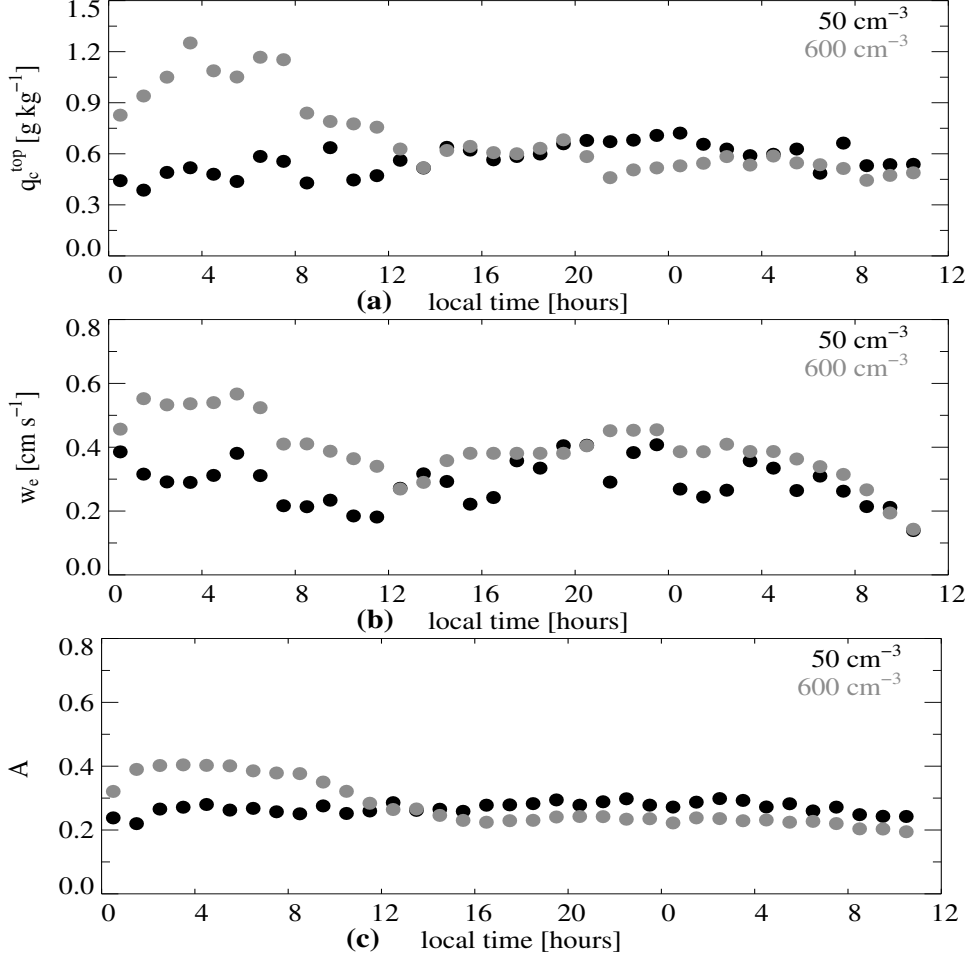
**Figure 1:** Time evolution of the horizontal mean: (a) LWP ( $\text{g m}^{-2}$ ), (b) precipitation rates (hourly averages,  $\text{mm day}^{-1}$ ) at sea level (stars) and at cloud base (dotts) and (c) surface sensible (full lines) and latent (dashed) heat fluxes. The black, the dark grey and the light grey lines/symbols correspond to the  $N_{CCN}^{50}$ ,  $N_{CCN}^{200}$  and  $N_{CCN}^{600}$  simulations of the W6 case.

during the day. Because the two polluted cases respond similarly to the CDNC increase (Fig. 1a), the analysis hereafter will mainly be focused on the comparison of the pristine case ( $N_{CCN}^{50}$ ) with the most polluted one ( $N_{CCN}^{600}$ ).

Because the cloud droplet diameter decreases with CDNC, the droplet sedimentation velocity is reduced. The inhibition of drizzle and the weaker cloud droplet sedimentation in the polluted clouds further result in higher water contents at cloud top. Figure 2a shows indeed that the polluted cloud  $N_{CCN}^{600}$  contains more water in its upper 30 meters than the pristine one, especially during the first 11 hours of simulation when its LWP is larger. Furthermore, the water content at its top remains equivalent to that of the pristine cloud, even when its LWP is almost halved relative to its pristine counter part (after 12 LT). The domain averaged vertical profiles of cloud water mixing ratio, plotted in figure 3a at 9 - 10 LT when the polluted and the pristine clouds have comparable LWPs, illustrate the effect of sedimentation on the vertical distribution of cloud water. Thus, the polluted cloud behaves like an adiabatically stratified cloud layer almost up to its top: the LWC increases linearly with height from the base to the top, and the LWP is proportional to the LWC at cloud top. In contrast, the divergent flux of liquid water substantially reduces the water content in the upper 60 meters of the pristine cloud.

Over the years a body of work has shown the entrainment rate to depend sensitively on the

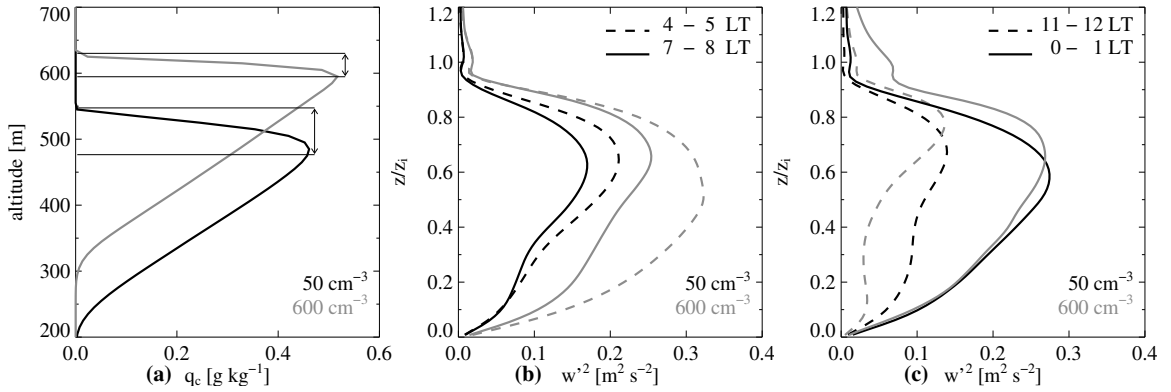
precipitation flux, both from drizzle or rain drops (*Stevens et al.*, 1998; *Stevens*, 2007) and from the sedimentation of cloud droplets (*Ackerman et al.*, 2004; *Bretherton et al.*, 2007). Although the different studies disagree on the character of the underlying mechanism, they agree on the effect, namely that entrainment tends to be reduced in the presence of a divergent liquid water flux.



**Figure 2:** Time evolution of the hourly averaged (a) horizontal mean cloud water mixing ratio ( $\text{g kg}^{-1}$ ), integrated over the upper 30 meters of the cloud layer, (b) entrainment velocity ( $\text{m s}^{-1}$ ), (c) entrainment efficiency (computed following Eq. (5) of *Bretherton et al.* (2007)). The black and the light grey symbols correspond to the  $N_{CCN}^{50}$  and  $N_{CCN}^{600}$ , simulations of the W6 case.

Our results are in accord with these earlier findings, as the entrainment velocities are larger for the polluted (non-precipitating) cloud, especially during the first 12 hours of simulation (Fig. 2b). The entrainment velocities are computed here as the difference between the growth rate of the inversion level, i.e. the first level above the cloud where the domain averaged cloud water content becomes zero, and the large scale subsidence. The significant intensification of entrainment noticed from 0 to 12 LT in the polluted case is consistent with the fact that the pristine case liquid water flux is maximum, and therefore acts the most efficiently to reduce entrainment, during the first night of simulation (Fig. 1b). Moreover, the behavior of the polluted cloud is correlated during this period with greater values of the entrainment efficiency, which is defined here following Eq. (5) of *Bretherton et al.* (2007) (Fig. 2c). Although, during these first 12 hours the TKE values are not appreciably different in the polluted versus the pristine cases, this likely reflects enhanced fluctuations in the horizontal component of the TKE

in the pristine case, consistent with more decoupling induced by drizzle evaporation under the cloud base. Comparisons of the vertical velocity variance show that the polluted case maintains more vigorous vertical overturning during the first night and the early morning (Fig. 3b), which is consistent with the development of a more well mixed vertical structure (and hence better correspondence between LWC and LWP), more entrainment (Fig. 2b), and the development of a deeper PBL (Fig. 4). Moreover, despite its lower intensity during the last 24 hours of simulation (Fig. 1b), the drizzle flux, as well as the flux of cloud water, act to stabilize, and therefore weaken, the vertical motions within the cloud layer as suggested by *Stevens et al.* (1998). This tendency is illustrated by the slight reduction of the vertical velocity in the upper part of the pristine cloud both during daytime and during the following night (Fig. 3c). As a result, the cloud top entrainment is slightly damped compared to the polluted case during this period (Fig. 2b).



**Figure 3:** (a) Vertical profiles of the horizontal mean cloud water mixing ratio, averaged between 9 and 10 LT when the polluted and the pristine clouds have comparable LWPs ( $\text{g kg}^{-1}$ ); (b, c) Hourly averaged variance of the vertical velocity ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ) as a function of altitude normalized by the height of the inversion level for (b) a night-time (4-5 LT, dashed) and an early morning period (7-8 LT, full lines), (c) a daytime (11-12 LT, dashed) and respectively a second night-time period (0-1 LT, full lines). The black and the light grey lines correspond to the  $N_{CCN}^{50}$  and  $N_{CCN}^{600}$  simulations of the W6 case.

Our simulations corroborate *Stevens et al.* (1998) and *Savic-Jovicic and Stevens* (2007) findings about the different structures of precipitating and non-precipitating stratocumulus. Thus, the precipitating cloud appears to be characterized by an ‘open-cellular’ structure associated with drizzle sedimentation, while the non-precipitating one adopts a ‘closed-cellular’ morphology. Moreover, the up and down-drafts are less frequent and weaker in the precipitating cloud through the entire simulation. This agreement with previous work suggests that despite its reduced size (100 times smaller than the one used by *Savic-Jovicic and Stevens* (2007) for their LES), our simulation domain is able to capture the different turbulent structures, hence the different time evolutions, of precipitating and non-precipitating clouds.

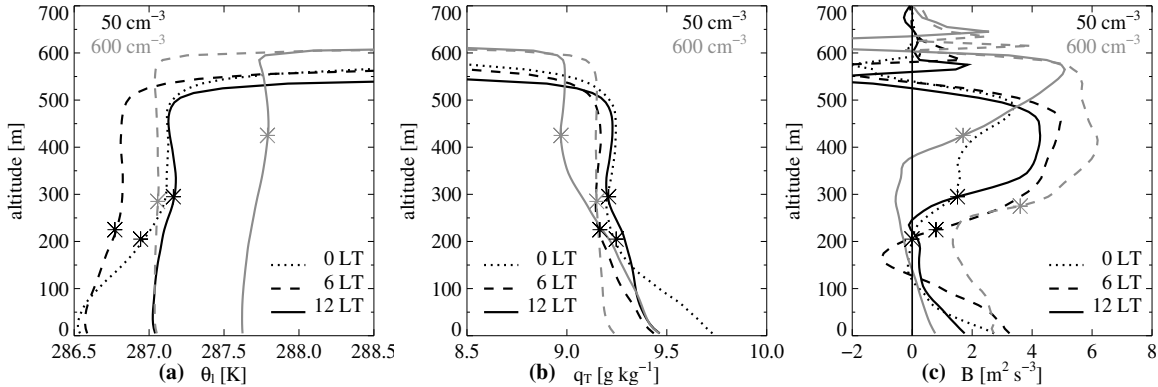
These results present an increasingly familiar picture, wherein precipitation leads to less entrainment, and to a greater propensity toward decoupling, or differentiation in the vertical structure of thermodynamic quantities. Furthermore, the polluted STBL is warmed and dried more efficiently than the pristine one through mixing with the overlying air. Beyond the intensification of cloud top entrainment, there are additional contrasting features of the pristine and polluted simulations, that also impact the LWP. They are discussed in the next section.

## 4.2 The coupling with the diurnal cycle

Both simulations start with the same vertical profiles at 0 LT (dotted lines in Fig. 4). This profile is stable with slightly colder (Fig. 4a) and moister (Fig. 4b) air at the surface. This structure results from the spin-up period (between 21 LT and 0 LT), during which CDNC is low and a significant amount of liquid water is transported to the lower levels by precipitation.

During the first night (0 - 6 LT), the pristine cloud layer is progressively cooled by cloud top LW radiative cooling which drives turbulent circulations and mixes the layer. The turbulent eddies in turn cause cloud-top entrainment, which along with net condensation (measured by the precipitation reaching the surface) and surface heat fluxes, acts to warm the layer and counteract the cooling that drives the system in the first place. This compensation is not complete, so the liquid-water potential temperature decreases through the course of this period (Fig. 4a). Most of the cooling is apparent in the cloud layer itself as during the same time-period the layer is also mixing more effectively and tending toward a more well mixed state. Below cloud base, drizzle evaporation in contrast inhibits slightly the mixing with the subcloud layer. This is reflected by the negative values of the buoyancy flux under the cloud base at 6 LT (Fig. 4c).

Due to enhanced warming through cloud top entrainment which compensates more efficiently the radiative cooling, the polluted STBL cools less than the pristine layer during this first night (Fig. 4a). The more vigorous turbulence which arises in the absence of drizzle also maintains a more well mixed layer (Figs. 4a, 4b). The tendency of turbulence to be effective in mixing the layer is also evident in the buoyancy flux (Fig. 4c), which is positive through the entire polluted STBL at 6 LT. The vertical mixing being stronger, the water vapor from the surface is more efficiently transported to the upper levels where it counteracts the drying due to cloud top entrainment (Fig. 4b). Because the more well-mixed state is associated with warmer and drier subcloud layer air (Figs. 4a, 4b), the polluted case is characterized both by a slightly smaller surface sensible heat flux and by a stronger latent heat flux (Fig. 1c).



**Figure 4:** Vertical profiles of the horizontal mean (a) liquid water potential temperature (K), (b) total water mixing ratio (g/kg) and (c) buoyancy flux ( $B = \frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta_v'}$ )  $\times 10^{-4}$  m<sup>2</sup> s<sup>-3</sup>), at 0 LT (dotted), 6 LT (dashed) and 12 LT (full lines). The black and the light grey lines correspond to the  $N^{50}_{CCN}$  and  $N^{600}_{CCN}$  simulations of the W6 case. The stars indicate the cloud base altitude.

At 6 LT, both clouds have about the same thickness, with higher cloud base and top altitudes for the polluted case, and a significantly greater LWP because the LWC is everywhere greater in the polluted cloud than in the pristine one. The pristine STBL is still not perfectly coupled, while the polluted one is well mixed (Fig. 4c). The inhibition of drizzle and the strengthening of the turbulent mixing, which favors a more efficient transport of water vapor towards the cloud, have thus induced a greater LWP in the polluted case despite its stronger entrainment rate. At this stage, the simulation is in accord with the outline of *Pincus and Baker* (1994) hypothesis,

but the mechanism through which a reduction in cloudiness is achieved is somewhat different, i.e., vertical stratification which is not evident in the *Pincus and Baker* (1994) model is central to the response of our simulations to changes in the aerosol loading.

After sunrise (around 6 LT), from 6 to 12 LT, the situation evolves quite differently in the two cases: the diurnal cycle is damped in the pristine case relative to the polluted case, leading to more decoupling and less cloud in the latter. This is counter to naive expectations. In the pristine case, the sources in the  $\theta_l$  budget (solar radiation absorption, cloud top entrainment and latent heat release) outweigh the sinks (LW emission and droplet sedimentation), and the cloud layer is heated (Fig. 4a). During daytime, drizzle is not intense enough to reach the surface (Fig. 1b), but it remains effective in limiting entrainment and cooling the subcloud layer, destabilizing it with respect to the surface. The latter acts to compensate the radiative heating of the transition layer where the cloud base rises of approximately 80 m between 6 and 12 LT (Fig. 4a). The net effect is to resist the tendency toward decoupling that would otherwise be expected to result from the effects of the solar radiative heating in the cloud layer. So by 12 LT the STBL is actually more well mixed than it was in the early morning period. This is especially evident in the profiles of total water mixing ratio (Fig. 4b), but also in the profile of the buoyancy flux, which at 12 LT is positive through the entire STBL (Fig. 4c).

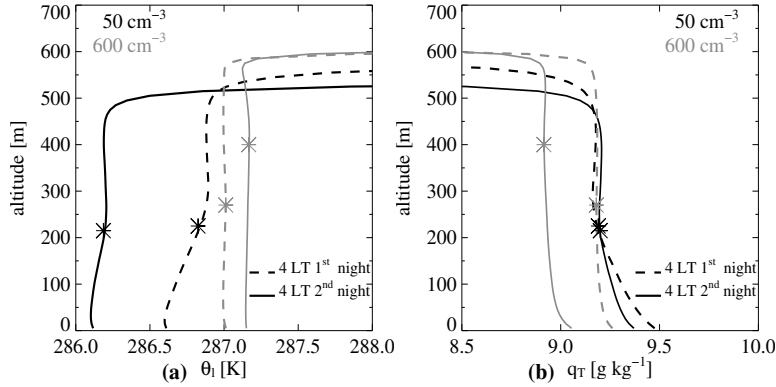
During the same period, the polluted case experiences a contrasting evolution. The entrainment rate is still higher than in the pristine case (Fig. 2b) and the absorption of solar radiation is intensified by the greater values of the LWC at sunrise. Moreover, in the lack of drizzle, there is no heat sink to counterbalance the warming of the cloud base region. Besides, as the temperature above the surface gradually increases, the sensible heat flux rapidly decreases to reach slightly negative values at 12 LT (Fig. 1c). While the subcloud layer is less heated by advection of warm air from the surface, the cloud layer is increasingly warmed by entrainment and absorption of solar radiation and begins to decouple from the surface (note the stratification developing at cloud base in Fig. 4a). The mixing between the surface and the cloud layer is further reduced by the decay of TKE thermal production close to the surface caused by the lack of a significant sensible heat flux. The cloud layer thus gradually decouples from the surface, the buoyancy flux becoming negative over a 200 m layer below cloud base (Fig. 4c). This decoupling is manifest in the humidity field, which also tends to become increasingly stratified, starving the cloud layer of water (Fig. 4b). Consequently, the LWP sharply decreases in the morning and finally, at 12 LT, it is much lower ( $30 \text{ g m}^{-2}$ ) than its pristine counterpart (Fig. 1a).

This evolution may be interpreted as the result of a coupling between increased entrainment rate at cloud top, stronger absorption of solar radiation into the cloud layer, the subsequent warming of the STBL and attenuation of the surface sensible heat flux when the temperature at the lowest levels of the STBL approaches the surface temperature. The consequences are twofold : first the STBL gets warmer and drier, which reduces its LWP, second the turbulence is no longer able to maintain a well mixed state because of the significant negative buoyancy flux below cloud base. The absence of drizzle evaporative cooling in this region reinforces the decoupling. The moisture supply from the surface is cut-off and the LWP is even more reduced than if the STBL was well mixed.

Once the LWP reaches its minimum at 15-16 LT, both the solar radiation and entrainment rate decrease, hence so does the warming and drying of the cloud layer. At this stage, one might expect that a neutral virtual temperature profile would be restored, that water vapor accumulated in the subcloud layer would progressively feed the cloud layer again, and that the cloud should be able to develop the same LWP as during the previous night. The examination of the 36 hours simulations reveals instead that only the pristine case is able to restore the same LWP as during the first night.

After the sunset (around 18 LT), the shutdown of SW absorption and continuous LW cooling

contribute to restore a well mixed STBL in both simulations, and the cloud layers deepen (Fig. 1a). Figure 5 compares the  $\theta_l$  and  $q_T$  vertical profiles at 4 LT during the first and second nights. Over these 24 hours of simulation, the pristine STBL gets cooler. This indicates that LW cooling outweighed entrainment and surface sensible heat flux warming over this period. The STBL also becomes slightly shallower, which means that the 24 h averaged entrainment velocity is lower than the subsidence. Consequently, the resulting LWP values are similar on both nights. The polluted STBL in contrast gets warmer, significantly drier and thicker, which implies that entrainment at cloud top is stronger than LW cooling, and the entrainment velocity is greater than the subsidence. As a result, the LWP is much lower during the second night, reaching  $50 \text{ g m}^{-2}$  against  $135 \text{ g m}^{-2}$  at 4 LT on the first night. Here we see that the long-term effect of less precipitation causing more entrainment and hence drying the layer leads, over long time-periods, to less clouds, as hypothesized by *Stevens et al.* (1998).



**Figure 5:** Vertical profiles of the horizontal mean (a) liquid water potential temperature (K) and (b) total water mixing ratio (g/kg) at 4 LT during the first (dashed) and the second (full) nights of simulation. The black and the light grey lines correspond to the  $N_{CCN}^{50}$  and  $N_{CCN}^{600}$  simulations of the W6 case. The stars indicate the cloud base altitude.

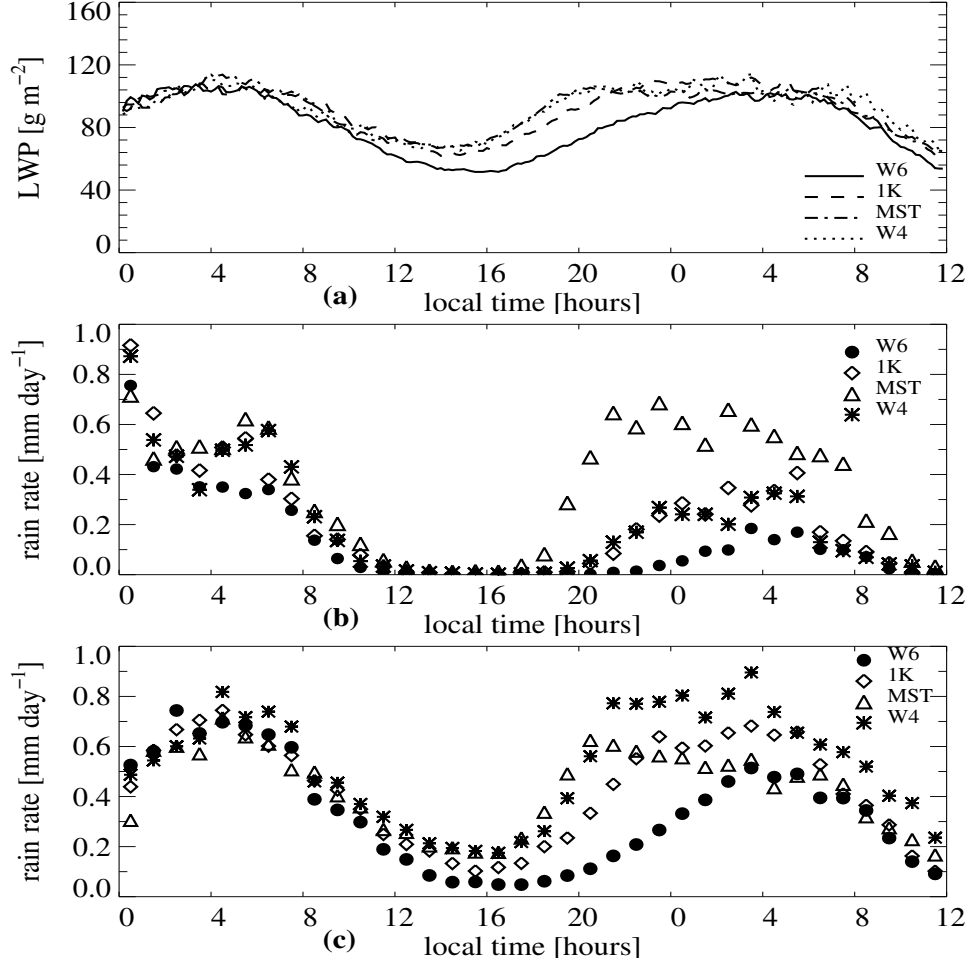
These simulations suggest that, under large scale conditions leading to a periodic diurnal cycle for pristine conditions, the addition of CCN particles and the resulting increase in CDNC drives the STBL into a non reversible evolution, so that the boundary layer does not restore the same liquid water path during the second night as during the first one.

## 5 Sensitivity to large scale conditions

For the W6 case, no large scale forcing was considered except a subsidence which leads in the pristine case to a periodic diurnal cycle, that is the cloud is able to produce during the second night the same LWP as during the first one. To test the sensitivity of the pristine and polluted simulations to the large scale forcings the same exercise is now repeated with different conditions: the CCN concentration is still suddenly increased at 0 LT from  $50$  to  $600 \text{ cm}^{-3}$ , but the subsidence rate, large scale advection, and inversion layer moisture jump are modified in turn:

1. for the first case (referred to as 1K), the same subsidence as for the W6 case is used, but a continuous cooling of  $1 \text{ K day}^{-1}$ , accounting for horizontal advection of a colder air mass in the simulated domain, is applied;
2. the second case (MST case) is similar to W6 except for the humidity jump at the inversion level, that is reduced from  $-3 \text{ g kg}^{-1}$  to  $-1 \text{ g kg}^{-1}$ ;

3. finally, in the third case (W4 case), the divergence used to compute the subsidence rate is reduced to  $4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ , the other conditions being similar to W6. This value is close to the divergence value retrieved for the FIRE I case by *Duykerke and Hignett (1993)*.



**Figure 6:** Time evolution of the horizontal mean (a) LWP ( $\text{g m}^{-2}$ ), (b) rain rate at the surface (hourly averages,  $\text{mm day}^{-1}$ ) and (c) evaporated rain rate (hourly averages,  $\text{mm day}^{-1}$ ) for the 4 pristine cloud simulations: W6 (full/dotts), 1K (dashed/diamonds), MST (dash-dotted/triangles) and W4 (dotted/stars).

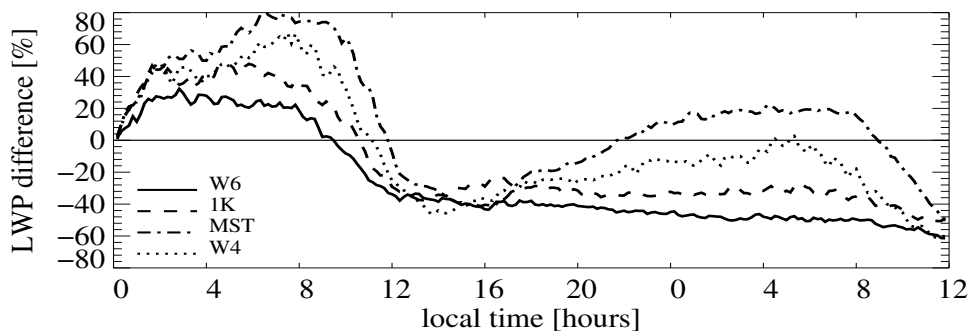
First of all, we should note that all pristine simulations are continuously drizzling, even if the drizzle flux weakens during daytime (Fig. 6b), while drizzle is always inhibited in the polluted simulations (not shown). Moreover, the moister inversion leads to less entrainment (MST case), the advection of a cooler air mass into the domain partially counters the gradual heating of the STBL (1K case), while the weaker subsidence favors a more pronounced raise of the cloud top (W4 case). So, one could expect that the new sets of large scale forcings affect noticeably the LWP. This is not the case however for the pristine simulations. Figure 6a shows that, especially during night-time, all pristine clouds show similar LWP. In fact, if the LWP increases due to the imposed forcings, the rain rate is equally increasing and hence, so does the amount of drizzle evaporating below cloud base (Figs. 6b and 6c, from 18 to 4 LT). During the second night more water is thus lost by drizzle precipitation and the enhanced drizzle rates inhibit in-cloud vertical motions (*Stevens et al., 1998*). Moreover, the intensified drizzle evaporation in the subcloud layer limits more efficiently turbulent mixing between the subcloud and the cloud layers. The



transport of water vapor from the surface to the cloud layer is thus weakened, which further prevents the LWP from increasing.

During daytime though, when drizzle rates are weaker (9 - 18 LT), the LWP is more sensitive to the large scale conditions (Fig. 6a). It appears that when drizzle evaporation below cloud base is intensified (Fig. 6c), the evaporative cooling balances more efficiently the SW absorption warming and limits the decoupling of the STBL. The diurnal reduction of the LWP is consequently smaller for the cases with enhanced drizzle evaporation (MST, W4, 1K). In summary, all pristine simulations show periodic diurnal cycles, with amplitudes which are only slightly dependent on the large scale forcings.

In the lack of drizzle, the polluted clouds are instead more sensitive to the large scale forcings. Thus, the initial LWP increase is greater for the cases 1K, W4 and MST than for the reference W6 case. This feature is illustrated by the time evolution of the relative LWP difference between the polluted and the pristine cloud (in percents), shown in figure 7.



**Figure 7:** Time evolution of the relative difference in horizontal mean LWP (%) between the polluted cloud  $N_{CCN}^{600}$  and the pristine cloud  $N_{CCN}^{50}$ , for the 4 simulations: W6 (full), 1K (dashed), MST (dash-dotted) and W4 (dotted). This difference was computed as the LWP difference between the two clouds, normalized by the LWP of the pristine cloud.

During daytime however, the LWP of the polluted non-precipitating clouds is rapidly reduced and tends to a minimum close to the one of the W6 polluted case. It appears that the bigger the LWP is at sunrise, the stronger the decoupling of the STBL is and hence the LWP reduction and diurnal cycle amplitude. Indeed, the absorption of solar radiation into the cloud layer is proportional to the cloud water content, so if the cloud is deeper at sunrise it will be heated more strongly by the solar radiation. Moreover, even if the STBL is less heated by entrainment in the MST case and it is kept cooler by the imposed 1K/day cooling in the 1K case, the surface sensible flux decreases rapidly in all cases and it reaches negative values around local noon. As explained for the reference case, this results both in a reduction of turbulent mixing in the subcloud layer and in a slower warming of this layer compared to that of the cloud layer. This coupling between stronger solar absorption, cloud top entrainment and reduced sensible heat flux amplifies the decoupling between the cloud and the subcloud layer. So, the polluted clouds always become thinner than the pristine ones during daytime, regardless of the imposed large scale forcings.

During the second night, the LWP of the polluted clouds increases again, and the rate of increase is sensitive to the large scale forcings. Thus, the polluted cloud LWP reaches the same peak value as the pristine one in the W4 experiment at 5 LT, and it is greater in the MST experiment from 22 to 9 LT. Nevertheless, the heating and the drying of the polluted STBL leads in all cases to a non-reversible evolution, that is the clouds never restore during the second night the same LWP as during the first night.

The sensitivity of the simulation to the moment when the CCN concentration is increased has also been tested. If the concentration is increased during daytime (12 LT), instead of 0 LT, the

initial LWP increase is no longer observed, but the polluted STBL exhibits the same evolution as in the W6 experiment. Thus, enhanced cloud top entrainment, solar radiation absorption and the cut-off of the surface sensible flux get to a significant LWP reduction of the cloud till 16 LT, and further at night-time values lower than the ones of the pristine cloud.

## 6 Summary and conclusions

Recent LES simulations of the aerosol impact on the LWP of marine boundary layer stratocumulus (*Ackerman et al.*, 2004; *Lu and Seinfeld*, 2005) demonstrated that, during night-time, enhanced entrainment rate in the polluted cases may counteract, under specific large scale conditions, the LWP increase expected from reduced drizzle precipitation rates. In fact, the LWP can be reduced instead of being increased as postulated by *Pincus and Baker* (1994). Meanwhile, *Ackerman et al.* (2004) and *Lu and Seinfeld* (2005) simulations suggested that during daytime the sensitivity of the STBL to CDNC changes is lower than during night-time. In this study, similar LES simulations are used to examine the coupling between the impacts of CDNC changes and the diurnal cycle.

A 36 hours simulation of a pristine stratocumulus diurnal cycle has first been performed with values of large-scale forcings such that the LWP during the second night is the same as during the first one. The simulation was then repeated, but after a spin-up period of 3 hours, the CCN concentration was suddenly increased so that the mean cloud droplet concentration also increased rapidly throughout the whole cloud layer.

The simulations reveal that by inhibiting the sedimentation of liquid water, the CDNC increase leads to an intensified cloud top entrainment, but also to a more efficient mixing of the STBL, hence a stronger transport of water vapor towards the cloud during the first night. So the initial response of the STBL to a CDNC increase is an increase of the LWP. When the sun rises however, the response is reversed and the LWP of the polluted clouds decreases more than its pristine counterpart. This evolution is mainly due to the enhanced entrainment rate at cloud top, but it is significantly reinforced by a decoupling of the STBL that results from absorption of solar radiation in the cloud layer (which is proportional to cloud water) and a reduction of the sensible heat flux from the surface. The pristine case is less affected because drizzle evaporative cooling in the upper part of the subcloud layer counteracts the heating by SW absorption and advection of warm air from the surface, hence damping the diurnal cycle. During the day, the pristine case is less decoupled and its LWP decreases less than the one of the polluted cases. During the following night, both the pristine and the polluted STBL become well mixed again and the LWP increases. The polluted case which because of intensified entrainment warming and drying has a much higher cloud base, never reaches the same LWP values as during the first night. On the opposite, its LWP remains much smaller than the one of the pristine cloud.

A sensitivity study to the large scale forcings has also been performed with different values of the subsidence rate, the large scale advective cooling, and the total water jump through the inversion. When the subsidence is reduced (W4 case), the LWP of the polluted cloud reaches the same value as the one of the pristine cloud during the second night, and, when the tropospheric air is moister (MST case), it even reaches a higher value. Overall, the sign and the amplitude of the LWP changes is only sensitive to the large scale forcings during night-time. During the day, our simulations suggest that the LWP response to a CDNC increase is always a reduction, irrespective of the large scale forcings (within the range of values tested in this exercise). It seems that the processes responsible for the LWP reduction (enhanced cloud top entrainment, SW absorption heating in the cloud layer and reduced sensible flux from the surface) scale with the LWP's maximum at 6 LT. So, all polluted clouds tend toward the same LWP minimum at 15 LT.

Our simulations suggest that, during daytime when the albedo of boundary layer stratocumulus significantly affects the Earth radiative budget, polluted clouds should exhibit a lower LWP. Such a reduction of the LWP can be sufficient to counteract the increase of optical thickness due to more numerous smaller droplets (Twomey effect), hence leading to an albedo comparable to that of pristine clouds growing in a similar (thermo-) dynamical environment. This is the opposite of what was parameterized in climate models for the *IPCC* (2007). It is thus crucial to corroborate such findings with observational studies of the second AIE.

The difficulties we are facing however to show observational evidence of the second AIE are similar, on many ways, to the difficulties the weather modification community has been facing since more than 50 years. Indeed, we are still not able to characterize the thermodynamical environment of clouds with sufficient accuracy to predict what the LWP should be in pristine conditions, hence how it might be affected by aerosol changes. To bypass the obstacle, the weather modification community designed experiments with randomized cloud seeding, though without success (*IAPSAG*, 2007). Such an approach is not applicable to anthropogenic inadvertent cloud modification since it might be quite difficult to randomize anthropogenic aerosol sources! LES simulations however provide some interesting insights and suggest new approaches for the validation of their results.

A first step might be to identify in the simulations observable signatures of the aerosol impacts. The most obvious one is the impact of CDNC on the vertical profile of LWC. All LES simulations of the second AIE mentioned herein show the same features, namely that LWC profiles of polluted clouds are close to adiabatically stratified profiles up to cloud top, while in pristine clouds, the LWC profiles are noticeably sub-adiabatic in the upper 50 meters below cloud top. Without such a feature, none of the LES models would predict enhanced entrainment at cloud top and reduced LWP in polluted clouds. We therefore suggest that previous experiment data sets (ACE-2 (*Pawlowska and Brenguier*, 2000), EPIC (*Bretherton et al.*, 2004; *Comstock et al.*, 2007), DYCOMS-II (*van Zanten and Stevens*, 2005; *Stevens and Coauthors*, 2003)) might be reanalyzed, with a focus on the vertical profiles of LWC below cloud top. Other signatures of aerosol impacts are the enhanced variance of vertical velocity at cloud top in polluted clouds, the different morphologies of the upper cloud layer (closed versus open cells) and the amplitude of the diurnal cycle. In summary, even if we are not able to accurately predict from observations what a pristine or a polluted cloud LWP should be, there are observables features of LES simulations that are necessary for the models to simulate a reduction of the LWP in a polluted environment. Forthcoming field experiments should first focus on such features, like the LWC vertical profile at cloud top and some specific signatures in the turbulence field.

In a second step, one may also try to better constrain the simulations with more accurate data sets. If we can reduce the uncertainty on the large scale forcings, statistical approaches might be successful for identifying aerosol impacts on the diurnal evolution of stratocumulus clouds. Our simulations suggest that such approaches should focus on the early morning part of the cycle, during which cloud dynamics seems to be the most sensitive to the aerosol and droplet concentrations.

## Acknowledgments

One of the authors, Irina Sandu acknowledges Meteo-France support for her Ph.D in the GMEI group of CNRM. We are grateful to Bjorn Stevens for his thorough advices during the analysis of the simulations, as well as for his recommendations during the editorial process, which considerably improved the final manuscript. We also thank the three anonymous reviewers for their comments and suggestions.

## References

- Ackerman, A., O. Toon, D. Stevens, and J. Coakley (2003), Enhancement of cloud cover and suppression of nocturnal drizzle in stratocumulus polluted by haze, *Geophys. Res. Lett.*, *30*, 1381.
- Ackerman, A. S., M. P. Kirkpatrick, D. E. Stevens, and O. B. Toon (2004), The impact of humidity above stratiform clouds on indirect aerosol climate forcing, *Nature*, *432*, 1014–1017.
- Albrecht, B. (1989), Aerosols, cloud microphysics and fractional cloudiness, *Science*, *245*, 1227–1230.
- Bennartz, R. (2007), Global assessment of marine boundary layer cloud droplet number concentration from satellite, *J. Geophys. Res.*, *112*, D02,201.
- Betts, A. K. (1990), Diurnal variation of california coastal stratocumulus from two days of boundary-layer soundings, *Tellus*, *42A*, 302–304.
- Boers, R., and R. M. Mitchell (1994), Absorption feedback in stratocumulus clouds: Influence on cloud-top albedo, *Tellus*, *46A*, 229–241.
- Boers, R., J. R. Acarreta, and J. L. Gras (2006), Satellite monitoring of the first indirect aerosol effect: Retrieval of the droplet concentration of water clouds, *J. Geophys. Res.*, *111*, D22,208.
- Bougeault, P. (1985), The diurnal cycle of marine stratocumulus: A higher order model study, *J. Atmos. Sci.*, *42*, 2826–2843.
- Brenguier, J., and H. Pawloska (2003), Cloud microphysical and radiative properties for parameterization and satellite monitoring of the indirect effect of aerosols on climate, *J. Geophys. Res.*, *108*, 8362.
- Brenguier, J. L., H. Pawlowska, L. Schüller, R. Preusker, J. Fischer, and Y. Fouquart (2000), Radiative properties of boundary layer clouds: droplet effective radius versus number concentration, *J. Atmos. Sci.*, *57*, 803–821.
- Bretherton, C. S., and M. C. Wyant (1997), Moisture transport, lower-troposphere stability, and decoupling of cloud-topped boundary, *J. Atmos. Sci.*, *54*, 148–167.
- Bretherton, C. S., T. Uttal, C. W. Fairall, S. E. Yuter, R. A. Weller, D. Baumgardner, K. Comstock, and R. Wood (2004), The epic 2001 stratocumulus study, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *85*, 967–977.
- Bretherton, C. S., P. N. Blossey, and J. Uchida (2007), Cloud droplet sedimentation, entrainment efficiency, and subtropical stratocumulus albedo, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, doi:10.1029/2006GL027,648.
- Charnock, H. (1955), Wind stress over a water surface, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *81*, 639–640.
- Ciesielski, P., W. H. Schubert, and R. H. Johnson (2001), Diurnal variability of the marine boundary layer during astex, *J. Atmos. Sci.*, *58*, 2355–2376.
- Coakley, J. J., R. Bernstein, and P. Durkee (1987), Effects of ship-track effluents on cloud reflectivity, *Science*, *255*, 423–430.

- Cohard, J., J. Pinty, and C. Bedos (1998), Extending twomey’s analitical estimate of nucleated cloud droplet concentration from ccn spectra, *J. Atmos. Sci*, *55*, 3348–3357.
- Cohard, J. M., J. P. Pinty, and K. Shure (2000), On the parameterization of activation spectra from cloud condensation nuclei microphysical properties, *J. Geophys. Res.*, *105*, 11,753–11,766.
- Comstock, K., S. Yuter, R. Wood, and C. S. Bretherton (2007), The three-dimensional structure and kinematics of drizzling stratocumulus, *Mon. Wea. Rev.*, *135*, 3767–3784.
- Deardorff, J. (1980), Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three dimensional model, *Boundary-Layer Meteorology*, *18*, 495–527.
- Durkee, P. A., R. E. Chartier, A. Brown, E. J. Trehubenko, S. D. Rogerson, C. Skupniewicz, K. E. Nielsen, S. Platnick, and M. King (2000), Composite ship track characteristics, *J. Atmos. Sci*, *57*, 2542–2553.
- Durkee, P. A., et al. (2001), The impact of ship-produced aerosols on the microstructure and albedo of warm marine stratocumulus clouds: A test of mast hypotheses li and lii, *J. Atmos. Sci*, *57*, 2554–2569.
- Duynkerke, P., and P. Hignett (1993), Simulation of diurnal variation in a stratocumulus-capped marine boundary layer, *Mon. Wea. Rev.*, *121*, 3291–3300.
- Duynkerke, P. G., et al. (2004), Observations and numerical simulations of the diurnal cycle of the euros stratocumulus case, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *604*.
- Feingold, G. (2003), Modeling of the first indirect effect: Analysis of measurement requirements, *Geophys. Res. Lett.*, *30*, 1997.
- Ferek, R., D. Hegg, and P. Hobbs (1998), Measurements of ship-induced tracks in clouds off the washington coast, *J. Geophys. Res.*, *103*, 23,199–23,206.
- Fouquart, Y. (1987), *Radiative transfer in climate modeling*, in *Physically-Based Modeling and Simulation of Climate and Climatic Changes*, M.E. Schlesinger, NATO Advanced Study Institute, Erice, Sicily.
- Geoffroy, O. (2007), LES modeling of precipitation in boundary layer clouds and parameterisation for general circulation model, *Ph.D Thesis*.
- Gerber, H. (1996), Microphysics of marine stratocumulus clouds with two drizzle modes, *J. Atmos. Sci.*, *53*, 1649–1662.
- Gunn, R., and B. Phillips (1957), An experimental investigation of the effect of air pollution on the initiation of rain, *J. Meteor.*, *14*, 272–280.
- Hartmann, D., M. Ockert-Bell, and M. Michelsen (1992), The effect of cloud type on earth’s energy balance: Global analysis., *J. Climate*, *5*, 1281–1304.
- Hignett, P. (1991), Observations of diurnal variation in a cloud-capped marine boundary layer, *J. Atmos. Sci*, *48*, 1474–1482.
- IAPSAG (2007), *Aerosol Pollution Impact on Precipitation: A Scientific Review*, The WMO/IUGG International Aerosol Precipitation Science Assessment Group.

- IPCC (2007), *Climate Change 2007. The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, [Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K. B. Averyt, M. Tignor, H. L. Miller(eds.)] Cambridge University Press, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Jiang, H., G. Feingold, and W. R. Cotton (2002), Simulations of aerosol-cloud-dynamical feedbacks resulting from entrainment of aerosol into the marine boundary layer during the atlantic stratocumulus transition experiment, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *107*, 4813.
- Joseph, J., W. Wiscombe, and J. Weinman (1976), The delta-eddington approximation for radiative flux transfer, *J. Atmos. Sci.*, *33*, 2452–2459.
- Khairoutdinov, M., and Y. Kogan (2000), A new cloud physics parameterization in a large-eddy simulation model of marine stratocumulus, *Mon. Wea. Rev.*, *128*, 229–243.
- King, M., L. Radke, and P. Hobbs (1993), Optical properties of marine stratocumulus clouds modified by ships, *J. Geophys. Res.*, *98*, 2729–2739.
- Lafore, J., et al. (1998), The meso-nh atmospheric simulation system. part i: adiabatic formulation and control simulations, *Ann. Geophys.*, *16*, 90–109.
- Langlois, W. (1973), A rapidly convergent procedure for computing large-scale condensation in a dynamical weather model, *Tellus*, *25*, 86.
- Lipps, F., and R. S. Hemler (1982), A scale analysis of deep moist convection and some related numerical calculations, *J. Atmos. Sci.*, *39*, 2192–2210.
- Lu, M. L., and J. H. Seinfeld (2005), Study of the aerosol indirect effect by large-eddy simulation of marine stratocumulus, *J. Atmos. Sci.*, *62*, 3909–3932.
- Morcrette, J. (1991), Radiation and cloud radiative properties in the ecmwf operational weather forecast model, *J. Geophys. Res.*, *96*, 9121–9132.
- Morcrette, J., L. Smith, and Y. Fouquart (1986), Pressure and temperature dependance of the absorption in longwave radiation parameterizations, *Beitr. Phys. Atmosph.*, *59*, 455–469.
- Neiburger, M. (1960), The relation of air mass structure to the field of motion over the eastern north pacific ocean in summer, *Tellus*, *12*, 31–40.
- Nicholls, S. (1984), The dynamics of stratocumulus, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *110*, 821–845.
- Paluch, I. R., and D. H. Lenschow (1991), Stratiform cloud formation in the marine boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *48*, 2141–2158.
- Pawlowska, H., and J. Brenguier (2000), Microphysical properties of stratocumulus clouds during ace2, *Tellus*, *52B*, 867–886.
- Pawlowska, H., and J. Brenguier (2003), An observational study of drizzle formation in stratocumulus clouds for general circulation model (gcm) parameterizations, *J. Geophys. Res.*, *108*, 8630.
- Pincus, R., and M. Baker (1994), Effect of precipitation on the albedo susceptibility of clouds in marine boundary layers, *Nature*, *372*, 250–252.
- Press, W., S. Teukolsky, W. Vetterling, and B. Flannery (1992), *Numerical Recipes*, Cambridge University Press.

- Radke, L., J. C. Jr., and M. King (1989), Direct and remote sensing observations of the effects of ship tracks on clouds, *Science*, *246*, 1146–1149.
- Savic-Jovicic, V., and B. Stevens (2007), The structure and mesoscale organization of precipitating stratocumulus, *J. Atmos. Sci.*
- Savijarvi, H., and P. Raisanen (1998), Long-wave optical properties of water clouds and rain, *Tellus*, *50A*, 1–11.
- Squires, P. (1958), The microstructure and colloidal stability of warm clouds. i. the relation between structure and stability, *Tellus*, *10*, 256–271.
- Squires, P., and T. Twomey (1961), The relation between cloud drop numbers and the spectrum of cloud nuclei, *In Physics of Precipitation, Monograph*, *5*, 211–219.
- Stevens, B. (2007), On the growth of layers of non-precipitating cumulus convection, *J. Atmos. Sci.*, *64*, 2916–2931.
- Stevens, B., and Coauthors (2003), Dynamics and chemistry of marine stratocumulus – dycoms-ii, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, *84*, 579–593.
- Stevens, B., W. C. Cotton, G. Feingold, and C.-H. Moeng (1998), Large-eddy simulations strongly precipitating, shallow, stratocumulus-topped boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, *55*, 3616–3638.
- Turton, J., and S. Nicholls (1987), A study of the diurnal variation of stratocumulus using a multiple mixed-layer model, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *113*, 969–1011.
- Twomey, S. (1959), The nuclei of natural cloud formation. part ii: The supersaturation in natural clouds and the variation of cloud droplet concentration, *Geophys. Pure Appl.*, *43*, 243–249.
- Twomey, S. (1977), The influence of pollution on the short wave albedo of clouds, *J. Atmos. Sci.*, *34*, 1149–1152.
- van Zanten, M., and B. Stevens (2005), On the observed structure of heavily precipitating marine stratocumulus, *J. Atmos. Sci.*, *62*, 4327–4342.
- Warner, J. (1968), A reduction of rain associated with smoke from sugar-cane fires-an inadvertent weather modification, *J. App. Meteor*, *7*, 247–251.
- Warner, J., and S. Twomey (1967), The production of cloud nuclei by cane fires and the effect on cloud droplet concentration, *J. Atmos. Sci.*, *24*, 704–706.
- Warren, S., C. Hahn, J. London, R. Chervin, and R. Jenne (1988), *Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over the ocean*, NCAR/TN-31+STR, Boulder, CO, 42 pp. plus 170 maps, Available from NCAR, P.O. Box 3000, Boulder, CO 80307.
- Wood, R., C. S. Bretherton, and D. L. Hartmann (2002), Diurnal cycle of liquid water path over subtropical and tropical oceans, *Geophys. Res. Lett*, *29*, doi:10.1029/2002GL015,371.

# Bibliographie

- Abdul-Razzak, H., S. J. Ghan, and C. Rivera-Carpio (1998), A parameterization of aerosol activation 1. single aerosol type, *J. Geophys. Res.*, *103*, 6123–6131.
- Ackerman, A., O. Toon, D. Stevens, and J. Coakley (2003), Enhancement of cloud cover and suppression of nocturnal drizzle in stratocumulus polluted by haze, *Geophysical Res. Lett.*, *30*, 1381.
- Ackerman, A. S., M. P. Kirkpatrick, D. E. Stevens, and O. B. Toon (2004), The impact of humidity above stratiform clouds on indirect aerosol climate forcing, *Nature*, *432*, 1014–1017.
- Albrecht, B. (1989), Aerosols, cloud microphysics and fractional cloudiness, *Science*, *245*, 1227–1230.
- Beheng, K. D. (1994), A parameterization of warm microphysical convection processes, *Atmospheric Research*, *33*, 193–206.
- Bennartz, R. (2007), Global assessment of marine boundary layer cloud droplet number concentration from satellite, *J. Geophys. Res.*, *112*, D02,201.
- Betts, A. K. (1973), Non-precipitating cumulus convection and its parameterization, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *99*, 178–196.
- Betts, A. K. (1990), Diurnal variation of california coastal stratocumulus from two days of boundary-layer soundings, *Tellus*, *42A*, 302–304.
- Blaskovic, M., R. Davies, and J. B. Snider (1991), Diurnal variation of marine stratocumulus over san nicolas island during july 1987, *Mon. Wea. Rev.*, *119*, 1471–1478.
- Boers, R., and R. M. Mitchell (1994), Absorption feedback in stratocumulus clouds : Influence on cloud-top albedo, *Tellus*, *46A*, 229–241.
- Boers, R., J. R. Acarreta, and J. L. Gras (2006), Satellite monitoring of the first indirect aerosol effect : Retrieval of the droplet concentration of water clouds, *J. Geophys. Res.*, *111*, D22,208.
- Bohren, C. F., and D. Hauffman (1983), *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, Wiley, New York.
- Bonnel, B., Y. Fouquart, J.-C. Vanhoutte, C. Fravallo, and R. Rosset (1983), Radiative properties of some african and mid-latitude stratocumulus clouds, *Beitr. Phys. Atmos.*, *56*, 409–428.
- Bougeault, P. (1985), The diurnal cycle of marine stratocumulus : A higher order model study, *J. Atmos. Sci.*, *42*, 2826–2843.



- Bougeault, P., and P. Lacarrère (1989), Parametrization of orography-induced turbulence in a meso-beta model, *Mon. Wea. Rev.*, *117*, 1872–1890.
- Brenguier, J. (1991), Parameterization of the condensation process : a theoretical approach, *J. Atmos. Sci.*, *48*, 264–282.
- Brenguier, J., H. Pawloska, and L. Schüller (2003), Cloud microphysical and radiative properties for parameterization and satellite monitoring of the indirect effect of aerosols on climate, *J. Geophys. Res.*, *108*, 8362.
- Brenguier, J. L., H. Pawlowska, L. Schüller, R. Preusker, J. Fischer, and Y. Fouquart (2000), Radiative properties of boundary layer clouds : droplet effective radius versus number concentration, *J. Atmos. Sci.*, *57*, 803–821.
- Bretherton, C. S., and M. C. Wyant (1997), Moisture transport, lower-troposphere stability, and decoupling of cloud-topped boundary, *J. Atmos. Sci.*, *54*, 148–167.
- Bretherton, C. S., T. Uttal, C. W. Fairall, S. E. Yuter, R. A. Weller, D. Baumgardner, K. Comstock, and R. Wood (2004), The epic 2001 stratocumulus study, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *85*, 967–977.
- Bretherton, C. S., P. N. Blossey, and J. Uchida (2007), Cloud droplet sedimentation, entrainment efficiency, and subtropical stratocumulus albedo, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, doi :10.1029/2006GL027648.
- Burnet, F., and J. Brenguier (2007), Observational study of the entrainment mixing process in warm convective clouds, *J. Atmos. Sci.*, *64*, 1995–2011.
- Charlson, R., S. Schwartz, J. Hales, R. Cess, J. Coakley, J. Hansen, and D. Hoffman (1992), Climate forcing by anthropogenic aerosols, *Science*, *255*, 423–430.
- Charlson, R. J., J. E. Lovelock, M. O. Andreae, and S. G. Warren (1987), Oceanic phytoplankton, atmospheric sulfur, cloud albedo and climate, *Nature*, *326*, 655–661.
- Charnock, H. (1955), Wind stress over a water surface, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *81*, 639–640.
- Chosson, F. (2006), Transfert radiatif dans les nuages de couche limite hétérogènes, *Thèse de Doctorat*.
- Chuang, C. C., J. E. Penner, J. M. Prospero, K. E. Grant, G. H. Rau, and K. Kawamoto (2002), Cloud susceptibility and the first aerosol indirect forcing : Sensitivity to black carbon and aerosol concentrations, *J. Geophys. Res.*, *107*, 4564.
- Chylek, P., V. Srivastava, R. G. Pinnick, and R. T. Wang (1988), Scattering of electromagnetic waves by composite spherical particles : Experiment and effective medium approximations, *Appl. Opt.*, *27*, 2396–2404.
- Chylek, P., G. Lesins, G. Videen, J. G. D. Wong, R. G. Pinnick, D. Ngo, and J. D. Klett (1996), Black carbon and absorption of solar radiation by clouds, *J. Geophys. Res.*, *101*, 23,365–23,372.
- Ciesielski, P., W. H. Schubert, and R. H. Johnson (2001), Diurnal variability of the marine boundary layer during astex, *J. Atmos. Sci.*, *58*, 2355–2376.
- Coakley, J. J., R. Bernstein, and P. Durkee (1987), Effects of ship-track effluents on cloud reflectivity, *Science*, *255*, 423–430.

- Cohard, J., and J. Pinty (2000b), A comprehensive two-moment warm microphysical bulk scheme . i : Description and tests, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *126*, 1815–1842.
- Cohard, J., J. Pinty, and C. Bedos (1998), Extending twomey’s analitical estimate of nucleated cloud droplet concentration from ccn spectra, *J. Atmos. Sci.*, *55*, 3348–3357.
- Cohard, J. M., J. P. Pinty, and K. Shure (2000a), On the parameterization of activation spectra from cloud condensation nuclei microphysical properties, *J. Geophys. Res.*, *105*, 11,753–11,766.
- Cotton, W. R., and R. A. Anthes (1989), *Storm and Cloud Dynamics*, Academic Press.
- Cuijpers, J., and P. Duynkerke (1993), Large eddy simulation of trade wind cumulus clouds, *J. Atmos. Sci.*, *50*, 3894–3908.
- Cuxart, J., and M. A. Jimenez (2005), Study of the stably stratified atmospheric boundary layer through large-eddy simulations and high-resolution mesoscale modelling.
- Cuxart, J., P. Bougeault, and J. Redelsperger (2000), A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *126*, 1–30.
- De Roode, S., and P. Duynkerke (1996), Dynamics of cumulus rising into stratocumulus as observed during the first lagrangian experiment of astex., *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *122*, 1597–1623.
- De Roode, S., and P. Duynkerke (1997), Observed lagrangian transition of stratocumulus into cumulus during astex : Mean state and turbulence structure, *J. Atmos. Sci.*, *54*, 2157–2173.
- De Roode, S., P. Duynkerke, and H. Jonker (2004), Large eddy simulation : How large is large enough ?, *J. Atmos. Sci.*, *61*, 403–421.
- Deardorff, J. (1973), Three-dimensional numerical modelling of the planetary boundary layers, *Workshop on Micrometeorology*, D.A. Haugen, Ed., *Amer. Meteor. Soc.*, pp. 271–311.
- Deardorff, J. (1980a), Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three dimensional model, *Boundary-Layer Meteorology*, *18*, 495–527.
- Deardorff, J. (1980b), Cloud top entrainment instability, *J. Atmos. Sci.*, *37*, 131–147.
- Driedonks, A., and P. Duynkerke (1989), Current problems in the stratocumulus-topped atmospheric boundary layer, *Boundary-Layer Meteorology*, *46*, 275–303.
- Durkee, P. A., R. E. Chartier, A. Brown, E. J. Trehubenko, S. D. Rogerson, C. Skupniewicz, K. E. Nielsen, S. Platnick, and M. King (2000), Composite ship track characteristics, *J. Atmos. Sci.*, *57*, 2542–2553.
- Durkee, P. A., et al. (2001), The impact of ship-produced aerosols on the microstructure and albedo of warm marine stratocumulus clouds : A test of mast hypotheses li and lii, *J. Atmos. Sci.*, *57*, 2554–2569.
- Duynkerke, P. (1989), The diurnal variation of a marine stratocumulus layer : A model sensitivity study, *Mon. Wea. Rev.*, *111*, 1710–1725.
- Duynkerke, P. (1993), The stability of cloud top with regard to entrainment : Amendment of the theory of cloud top entrainment instability, *J. Atmos. Sci.*, *50*, 495–502.

- Duynkerke, P., and P. Hignett (1993), Simulation of diurnal variation in a stratocumulus-capped marine boundary layer, *Mon. Wea. Rev.*, *121*, 3291–3300.
- Duynkerke, P., and J. Teixeira (2001), A comparison of the ecmwf re-analysis with fire i observations : diurnal variation of marine stratocumulus, *Journal of Climate*, *14*, 1466–1478.
- Duynkerke, P., H. Zhang, and P. Jonker (1995), Microphysical and turbulent structure of nocturnal stratocumulus as observed during astex, *J. Atmos. Sci.*, *52*, 2763–2777.
- Duynkerke, P. G., et al. (2004), Observations and numerical simulations of the diurnal cycle of the eurocs stratocumulus case, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *604*.
- Evans, K. F. (1998), The spherical harmonics discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer, *American Met. Soc.*, *55*, 429–446.
- Feingold, G. (2003), Modeling of the first indirect effect : Analysis of measurement requirements, *Geophys. Res. Lett.*, *30*, 1997.
- Feingold, G., B. Stevens, W. R. Cotton, and R. L. Walko (1994), An explicit microphysics/les model designed to simulate the twomey effect, *Atmospheric Research*, *33*, 207–233.
- Ferek, R., D. Hegg, and P. Hobbs (1998), Measurements of ship-induced tracks in clouds off the washington coast, *J. Geophys. Res.*, *103*, 23,199–23,206.
- Fouquart, Y. (1986), *Radiative transfer in climate modeling. NATO Advanced Study Institute on Physically-Based Modeling and Simulation of Climate and Climatic Changes*, M.E. Schlesinger.
- Fouquart, Y., and B. Bonnel (1980), Computation of solar heating of the earth's atmosphere : A new parametrization, *Beitr. Phys.*, *53*, 35–62.
- Geoffroy, O. (2007), Modélisation les des précipitations dans les nuages de couche limite et paramétrisation pour les modèles de circulation générale, *Thèse de Doctorat*.
- Ghan, S., C. Chuang, and J. Penner (1997), A parameterization of cloud droplet nucleation. part i : Single aerosol species, *Atmospheric Research*, *30*, 197–222.
- Guibert, S., J. Snider, and J. Brenguier (2003), Aerosol activation in marine stratocumulus cloud. part i : Measurement validation for a closure study, *J. Geophys. Res.*, *108*, 8628.
- Gunn, R., and B. Phillips (1957), An experimental investigation of the effect of air pollution on the initiation of rain, *J. Meteor.*, *14*, 272–280.
- Hignett, P. (1991), Observations of diurnal variation in a cloud-capped marine boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *48*, 1474–1482.
- Holton, R. (2004), *An introduction to dynamic meteorology*.
- Holtslag, A., and B. Boville (1993), Local versus nonlocal boundary-layer diffusion in a global climate model, *Journal of Climate*, *6*, 1825–1842.
- IPCC (2007), *Climate Change 2007. The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, [Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K. B. Averyt, M. Tignor, H. L. Miller(eds.)] Cambridge University Press, United Kingdom and New York, NY, USA.

- Jiang, H., G. Feingold, and W. R. Cotton (2002), Simulations of aerosol-cloud-dynamical feedbacks resulting from entrainment of aerosol into the marine boundary layer during the atlantic stratocumulus transition experiment, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *107*, 4813.
- Johnson, B. (2003), *The Semi-direct Aerosol Effect*, thesis.
- Johnson, B., K. Shine, and P. M. Forster (2004), The semi-direct aerosol effect : Impact of absorbing aerosols on marine stratocumulus, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, pp. 1407–1422.
- Jones, A., D. Roberts, and A. Slingo (1994), A climate model study of the indirect radiative forcing by anthropogenic aerosols, *Nature*, *370*, 450–453.
- Jones, C. (2005), Combining a statistical cloud parameterisation and moist conservative turbulence scheme in the hirlam model, *Proceedings of HIRLAM/NetFAM Workshop on Convection and Clouds*.
- Joseph, J., W. Wiscombe, and J. Weinman (1976), The delta-eddington approximation for radiative flux transfer, *J. Atmos. Sci.*, *33*, 2452–2459.
- Kessler, E. (1969), On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations, *Meteo. Monographs*, *46*, 165–170.
- Khairoutdinov, M., and Y. Kogan (2000), A new cloud physics parameterization in a large-eddy simulation model of marine stratocumulus, *Mon. Wea. Rev.*, *128*, 229–243.
- King, M., L. Radke, and P. Hobbs (1993), Optical properties of marine stratocumulus clouds modified by ships, *J. Geophys. Res.*, *98*, 2729–2739.
- Kogan, Y. L., M. Kharoutdinov, D. K. Lilly, Z. N. Kogan, and Q. Liu (1995), Modeling of stratocumulus cloud layers in a large eddy simulation model with explicit microphysics, *J. Atmos. Sci.*, *52*, 2923–2940.
- Kuo, H.-C., and W. H. Schubert (1988), Stability of cloud-topped boundary layers, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *114*, 887–916.
- Köhler, H. (1936), The nucleus in the growth of hygroscopic droplets, *Trans. Faraday Soc.*, *32*, 1152–1161.
- Lafore, J., et al. (1998), The meso-nh atmospheric simulation system. part i : adiabatic formulation and control simulations, *Ann. Geophys.*, *16*, 90–109.
- Langlois, W. (1973), A rapidly convergent procedure for computing large-scale condensation in a dynamical weather model, *Tellus*, *25*, 86.
- Latham, R., and R. Reed (1977), Laboratory studies of the effects of mixing on the evolution of cloud droplet spectra, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *103*, 297–306.
- Lenderink, G., and A. Holtslag (2004), An updated length-scale formulation for turbulent mixing in clear and cloudy boundary layers, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *130*, 3405–3427.
- Lenderink, G., E. van Meijgaard, and A. Holtslag (2000), Evaluation of the echam4 cloud-turbulence scheme for stratocumulus, *Meteor. Zeitschrift*, *9*, 41–47.
- Lewellen, D., and W. Lewellen (1998), Large-eddy boundary layer entrainment, *J. Atmos. Sci.*, *55*, 2645–2665.

- Lewellen, D., and W. Lewellen (2002), Entrainment and decoupling relations for cloudy boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, *59*, 2966–2987.
- Lewellen, D., W. Lewellen, and S. Yoh (1996), Influence of bowen ratio on boundary layer cloud structure, *J. Atmos. Sci.*, *53*, 175–187.
- Lilly, D. K. (1966), The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments, *Proc. IBM Sci. Comp. Symp. on Envir. Sci. Nov.*, *14-16*.
- Lilly, D. K. (1968), Models of cloud topped mixed layers under a strong inversion, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *94*.
- Lipps, F., and R. S. Hemler (1982), A scale analysis of deep moist convection and some related numerical calculations, *J. Atmos. Sci.*, *39*, 2192–2210.
- Lock, A., A. R. Brown, M. R. Bush, G. M. Martin, and R. N. B. Smith (2000), A new boundary layer mixing scheme. part i : Scheme description and single-column model tests, *Mon. Wea. Rev.*, *128*, 3187–3199.
- Lorenz, E. N. (1967), *The nature and the theory of the general circulation of the atmosphere*, WMO.
- Lu, M. L., and J. H. Seinfeld (2005), Study of the aerosol indirect effect by large-eddy simulation of marine stratocumulus, *J. Atmos. Sci.*, *62*, 3909–3932.
- MacVean, M. K., and P. J. Mason (1990), Cloud top entrainment instability through small-scale mixing and its parameterization in numerical models, *J. Atmos. Sci.*, *47*, 1012–1030.
- Marquet, P. (1991), On the concept of exergy and available enthalpy : application to atmospheric energetics, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *117*, 449–475.
- Mie, G. (1908), Beitrage zur optic truber medien, speziell kolloidalen metall-lonsungen, *Annalen der Physic*, *25*, 377–445.
- Moeng, C., and Coauthors (1996), Simulation of a stratocumulus-topped planetary boundary layer : Intercomparaison among different numerical codes, *Boundary-Layer Meteorology*, *77*, 261–278.
- Moeng, C.-H., D. H. Lenschow, and D. Randall (1995), Numerical investigations of the roles of radiative and evaporative feedbacks in stratocumulus entrainment and breakup, *J. Atmos. Sci.*, *52*, 2869–2883.
- Morcrette, J. (1991), Radiation and cloud radiative properties in the ecmwf operational weather forecast model, *J. Geophys. Res.*, *96*, 9121–9132.
- Morcrette, J., L. Smith, and Y. Fouquart (1986), Pressure and temperature dependance of the absorption in longwave radiation parameterizations, *Beitr. Phys. Atmosph.*, *59*, 455–469.
- Neiburger, M. (1960), The relation of air mass structure to the field of motion over the eastern north pacific ocean in summer, *Tellus*, *12*, 31–40.
- Nicholls, S. (1984), The dynamics of stratocumulus, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *110*, 821–845.
- Nicholls, S., and J. D. Turton (1986), An observational study of the structure of stratiform cloud sheets. part ii : Entrainment, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *112*, 441–480.

- Nieuwstadt, F., and P. Duynkerke (1996), Turbulence in the atmospheric boundary layer, *Atmospheric Research*, 40, 111–142.
- Nieuwstadt, F., P. J. Mason, C. H. Moeng, and U. Schumann (1992), Large-eddy simulation of the convective boundary layer : A comparison of four computer codes, *Turbulent Shear Flows*, 8, 343–367.
- Normand, C. (1946), Energy in the atmosphere, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 72, 145–167.
- Paluch, I. R. (1979), The entrainment mechanism in colorado cumuli, *J. Atmos. Sci.*, 36, 2467–2478.
- Paluch, I. R., and D. H. Lenschow (1991), Stratiform cloud formation in the marine boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 48, 2141–2158.
- Pawlowska, H., J. Brenguier, and F. Burnet (2000), Microphysical properties of stratocumulus clouds, *Atmospheric Research*, 55, 15–33.
- Pincus, R., M. Baker, and C. Bretherton (1997), What controls stratocumulus radiation properties ? lagrangian observations of cloud evolution, *J. Atmos. Sci.*, 54, 2215–2236.
- Press, W., S. Teukolsky, W. Vetterling, and B. Flannery (1992), *Numerical Recipes*, Cambridge University Press.
- Pruppacher, H., and J. Klett (1997), *Microphysics of Cloud and Precipitation*, 2d ed. Kluwer Academic Publishers.
- Radke, L., J. C. Jr., and M. King (1989), Direct and remote sensing observations of the effects of ship tracks on clouds, *Science*, 246, 1146–1149.
- Randal, D. (1980), Conditional instability of the first kind upside-down, *J. Atmos. Sci.*, 37, 125–130.
- Rayleigh, L. (1871), On the light from the sky, its polarization and colour, *Phylos. Mag.*, 41, 107–120.
- Redelsperger, J., and G. Sommeria (1981), Methode de representation de la turbulence d’echelle inferieure a la maille pour un modele tri-dimensionel de convection nuageuse, *Boundary-Layer Meteorology*, 21, 509–530.
- Rogers, D. (1989), The marine boundary layer in the vicinity of an ocean front, *J. Atmos. Sci.*, 46, 2044–2062.
- Rogers, D., X. Yang, P. Norris, D. Johnson, G. Martin, C. Friehe, and B. Berger (1995), Diurnal evolution of the cloud-topped marine boundary layer. part i : nocturnal stratocumulus development, *J. Atmos. Sci.*, 52, 2953–2966.
- Rozendaal, M. A., B. C. Leovy, and S. A. Klein (1995), An observational study of diurnal variations of marine stratiform cloud, *Journal of Climate*, 8, 1795–1809.
- Sanchez, E., and J. Cuxart (2004), A buoyancy-based mixing-length proposal for cloudy boundary layers, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 130, 3385–3404.
- Sandu, I., P. Tulet, and J. L. Brenguier (2005), A parameterization of the cloud droplet single scattering albedo based on aerosol chemical composition for les modelling of boundary layer clouds, *Geophysical Res. Lett.*, 32, doi :10.1029/2005GL023,994.

- Sandu, I., J. L. Brenguier, O. Geoffroy, O. Thouron, and V. Masson (2007), Aerosol impacts on the diurnal cycle of marine stratocumulus, *J. Atmos. Sci.*
- Savic-Jovicic, V., and B. Stevens (2007), The structure and mesoscale organization of precipitating stratocumulus, *J. Atmos. Sci.*
- Savijarvi, H., and P. Raisanen (1998), Long-wave optical properties of water clouds and rain, *Tellus*, *50A*, 1–11.
- Smagorinski, J. (1963), General circulation experiments with primitive equations, *Mon. Wea. Rev.*, *91*, 99–165.
- Smith, A., and L. Shi (1992), Surface forcing of the infrared cooling profile over the tibetan plateau. part i : Influence of relative longwave radiative heating at high altitude, *J. Atmos. Sci.*, *49*, 805–822.
- Snider, J., and J. Brenguier (2000), Cloud condensation nuclei and cloud droplet measurements during ace-2, *Tellus*, *52B*, 827–841.
- Snider, J., S. Guibert, J. Brenguier, and J. Putaud (2003), Aerosol activation in marine stratocumulus cloud. part ii : Köhler and parcel theory closure studies, *J. Geophys. Res.*, *108*, 8629.
- Sommeria, G. (1973), Three-dimensional simulation of turbulent processes in an undisturbed trade wind boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *33*, 216–241.
- Sommeria, G., and J. W. Deardorff (1977), Subgrid-scale condensation in models of nonprecipitating clouds, *J. Atmos. Sci.*, *34*, 344–355.
- Squires, P. (1958), The microstructure and colloidal stability of warm clouds. i. the relation between structure and stability, *Tellus*, *10*, 256–271.
- Squires, P., and T. Twomey (1961), The relation between cloud drop numbers and the spectrum of cloud nuclei, *In Physics of Precipitation, Monograph*, *5*, 211–219.
- Stevens, B. (2000a), Cloud-transitions and decoupling in shear-free stratocumulus topped boundary layers, *Geophysical Res. Let.*, *27*, 2557–2560.
- Stevens, B. (2005b), Atmospheric moist convection, *Annu. Earth Planet. Sci.*, *32*, 605–643.
- Stevens, B., and al. (2003a), Dynamics and chemistry of marine stratocumulus – dycoms-i, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, *84*, 579–593.
- Stevens, B., G. Feingold, W. C. Cotton, and R. L. Walko (1996), Elements of the microphysical structure of numerically simulated nonprecipitating stratocumulus, *J. Atmos. Sci.*, *53*, 980–1006.
- Stevens, B., W. C. Cotton, G. Feingold, and C.-H. Moeng (1998), Large-eddy simulations strongly precipitating, shallow, stratocumulus-topped boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, *55*, 3616–3638.
- Stevens, B., C.-H. Moeng, and P. Sullivan (1999), Large-eddy simulations of radiatively driven convection : Sensitivities to the representation of small scales, *J. Atmos. Sci.*, *56*, 3963–3984.

- Stevens, B., C.-H. Moeng, and P. Sullivan (2000b), Entrainment and subgrid lengthscales in large-eddy simulations of atmospheric boundary layer flows, *Developments in Geophysical Turbulence : Selected Contributions to the IUTAM meeting*.
- Stevens, B., G. Vali, K. Comstock, M. C. van Zanten, P. H. Austin, C. S. Bretherton, and D. H. Lenschow (2005b), Pockets of open cells (pocs) and drizzle in marine stratocumulus, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, *86*, 51–57.
- Stevens, B., et al. (2005a), Evaluation of large-eddy simulations via observations of nocturnal marine stratocumulus, *Mon. Wea. Rev.*, *133*, 1443–1462.
- Stull, R. (1988), *An introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers.
- Thoueron, O. (2006), Révision du code radiatif de ecmwf, *Note interne, CNRM, Météo-France*.
- Tripoli, G. J., and W. R. Cotton (1980), A numerical investigation of several factors contributing to the observed variable intensity of deep convection over south florida, *J. Atmos. Sci.*, *19*, 1037–1063.
- Turton, J., and S. Nicholls (1987), A study of the diurnal variation of stratocumulus using a multiple mixed-layer model, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *113*, 969–1011.
- Twomey, S. (1959), The nuclei of natural cloud formation. part ii : The supersaturation in natural clouds and the variation of cloud droplet concentration, *Geophys. Pure Appl.*, *43*, 243–249.
- Twomey, S. (1977), The influence of pollution on the short wave albedo of clouds, *J. Atmos. Sci.*, *34*, 1149–1152.
- van Meijgaard, E., and A. P. van Ulden (1998), A first-order mixing-condensation scheme for nocturnal stratocumulus, *Atmospheric Research*, *45*, 253–273.
- Van Zanten, M. C., B. Stevens, G. Vali, and D. Lenschow (2005), Observations of drizzle in nocturnal marine stratocumulus, *J. Atmos. Sci.*, *62*, 88–106.
- Wang, S., Q. Wang, and G. Feingold (2002), Turbulence, condensation, and liquid water transport in numerically simulated nonprecipitating stratocumulus clouds, *J. Atmos. Sci.*, *60*, 262–278.
- Warner, J. (1968), A reduction of rain associated with smoke from sugar-cane fires-an inadvertent weather modification, *J. App. Meteor.*, *7*, 247–251.
- Warner, J. (1973), Microstructure of cumulus cloud. part iv : The effect on the droplet spectrum of mixing between cloud and environment, *J. Atmos. Sci.*, *30*, 256–261.
- Warner, J., and S. Twomey (1967), The production of cloud nuclei by cane fires and the effect on cloud droplet concentration, *J. Atmos. Sci.*, *24*, 704–706.
- Warren, S., C. Hahn, J. London, R. Chervin, and R. Jenne (1988), *Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over the ocean*, NCAR/TN-31+STR, Boulder, CO, 42 pp. plus 170 maps, Available from NCAR, P.O. Box 3000, Boulder, CO 80307.
- Wood, R., C. S. Bretherton, and D. L. Hartmann (2002), Diurnal cycle of liquid water path over subtropical and tropical oceans, *Geophysical Res. Lett.*, *29*, doi :10.1029/2002GL015371.
- Wyant, M., C. Bretherton, H. Rand, and D. Stevens (1997), Numerical simulations and a conceptual model of the subtropical marine stratocumulus to trade cumulus, *J. Atmos. Sci.*, *54*, 168–192.





# AEROSOL IMPACTS ON THE LIFE CYCLE OF BOUNDARY LAYER CLOUDS

Irina Sandu

## ABSTRACT :

Anthropogenic aerosols may have a noticeable impact on the life cycle of boundary layer clouds, via their effects on radiation and precipitation efficiency. It is however difficult to document such impacts from observations. The interactions between aerosol particles and the dynamics of boundary layer cloud systems (typically marine stratocumulus) have therefore been explored with high resolution numerical models (LES), that now include detailed parameterizations of turbulence, radiative transfer and microphysics. In this study, the focus is on the coupling between aerosol impacts on cloud microphysics and the diurnal cycle of stratocumulus clouds. LES simulations of a 36 hours cycle are performed with aerosol concentrations typical of pristine and polluted air masses, successively. Although the simulations start from the same initial state, they rapidly diverge. The increased concentration of cloud condensation nuclei yields to an increased droplet concentration, a reduction of the droplet sizes and the inhibition of the droplet sedimentation and precipitation formation. The liquid water content at cloud top hence increases and the cloud top entrainment is strengthened. Moreover, the absorption of solar radiation at cloud base is no longer balanced by the droplet and drizzle evaporation, and the decoupling of the cloud layer is reinforced. Overall, the polluted cloud layer is better coupled during the night and more decoupled during the day than its pristine counterpart. Measurable signatures of these impacts are identified to help at designing observational studies of aerosol impacts on the dynamics on boundary layer clouds.

**KEYWORDS :** aerosol, indirect effect, Large Eddy Simulations, marine stratocumulus, diurnal cycle

**AUTEUR :** Irina SANDU

**TITRE :** Impact de l'aérosol sur le cycle de vie des nuages de couche limite

**DIRECTEUR DE THÈSE :** Jean-Louis BRENGUIER

**LIEU ET DATE DE SOUTENANCE :** Centre National de Recherches Météorologiques, Météo-France, 8 novembre 2007

**RÉSUMÉ :**

L'aérosol anthropique peut affecter le cycle de vie des nuages de couche limite, en modifiant l'albédo du nuage et en inhibant la formation des précipitations. Cependant, il est difficile de quantifier ces impacts à partir d'observations. Les interactions aérosol-nuages de couche limite sont donc étudiées à l'aide des modèles numériques à résolution fine (LES), qui disposent de paramétrisations détaillées de la turbulence, du transfert radiatif et de la microphysique nuageuse. Dans cette étude, nous examinons plus spécifiquement les impacts de l'aérosol sur le cycle diurne de stratocumulus marins. Des simulations LES d'un cycle de 36 heures sont réalisées pour des concentrations d'aérosol typiques de masses d'air pures et polluées. Partant d'un même état initial, les simulations divergent rapidement. L'augmentation de la concentration des noyaux de condensation nuageux conduit à une augmentation de la concentration des gouttelettes, à une diminution de leur diamètre, et ainsi à l'inhibition de leur sédimentation et de la précipitation de bruine. Le contenu en eau liquide au sommet nuage augmente et l'entraînement sommital est renforcé. De plus, l'absorption du rayonnement solaire à la base du nuage n'est plus compensée par l'évaporation de la bruine et le découplage de la couche nuageuse est renforcé. Dans l'ensemble, la couche limite polluée est mieux couplée la nuit et plus découplée le jour que la couche limite marine pure. Ces simulations permettent d'identifier des signatures mesurables de l'impact des aérosols sur la dynamique de la couche limite, et ainsi de mieux concevoir les expériences de terrain qui visent à quantifier ces impacts.

**MOTS CLÉS :** aérosol, effet indirect, simulations LES, stratocumulus marins, cycle diurne

**DISCIPLINE :** Physique de l'atmosphère

**INTITULÉ ET ADRESSE DU LABORATOIRE :** Centre National de Recherches Météorologiques, Météo-France, 42 Avenue Gaspard Coriolis, 31057, TOULOUSE Cedex 1, France